

**Magneto-optische Untersuchung
des Zwischenzustandes von
supraleitendem massiven Blei**

Anton Kiendl

1976

Magneto-optische Untersuchung
des Zwischenzustandes von
supraleitendem massiven Blei

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Anton Kiendl
München
19. März 1976

1. Berichterstatter: Prof.Dr. F.X. Eder
2. Berichterstatter: Prof.Dr. J. Brandmüller
Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juli 1976



INHALTSVERZEICHNIS

1.	Einleitung	1
1.1	Verfahren zur Beobachtung des Zwischenzustandes	2
1.2	Erzielte Ergebnisse an Typ-I-Supraleitern	3
1.3	Motivierung der vorliegenden Arbeit	4
2.	Experimentelle Methode	4
3.	Überblick über die beim Zwischenzustand auftretenden Strukturen	5
3.1	Der $(NI)_T$ -Übergang	6
3.2	Der $(SI)_T$ -Übergang	7
3.3	Bestimmung der kritischen Dicke d_s	8
4.	Zwischenzustandsstrukturen für Dicken $d < d_s$	10
4.1	Qualitative Beschreibung der Strukturen	10
4.1.1	$(NI)_T$ -Übergang: Lamellenstrukturen	10
4.1.2	$(SI)_T$ -Übergang: Mischstrukturen	11
4.1.3	Zusätzliche Beobachtungen bei Flußlinienstrukturen	12
4.1.4	Der Probenrand beim $(NI)_T$ -Übergang	12
4.2	Quantitative Ergebnisse bei Lamellenstrukturen	13
4.3	Diskussion der Ergebnisse bei den laminaren Strukturen	14
4.3.1	Unterschiede zwischen $(SI)_T$ - und $(NI)_T$ -Übergang	14
4.3.2	Quantitative Beschreibung der Lamellenstruktur	17
4.3.3	Dickenabhängigkeit der laminaren Strukturen	18
4.4	Modellvorstellungen für laminare Strukturen	20
4.4.1	Das Modell von LANDAU	21
4.4.2	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem LANDAU-Modell	23

4.4.3	Bestimmung des Grenzflächenenergie-Parameters Δ	24
4.4.4	Ursachen für die Diskrepanzen zwischen LANDAU-Modell und Experiment	24
4.4.5	Das Modell von KUPER	25
4.5	Quantitative Ergebnisse bei Flußlinien- strukturen	26
4.6	Diskussion der Meßergebnisse für Flußlinien	28
4.7	Vergleich mit dem Modell von GOREN und TINKHAM	29
5.	Zwischenzustandsstrukturen für Probandicken $d > d_s$	31
5.1	Qualitative Beschreibung der Strukturen	31
5.1.1	Der $(NI)_T$ -Übergang	32
5.1.2	Der $(SI)_T$ -Übergang: Randstruktur	34
5.1.3	$(SI)_T$ -Übergang: Strukturen im Probenzentrum	35
5.2	Quantitative Ergebnisse beim $(NI)_T$ -Übergang	36
5.2.1	Grobstruktur	36
5.2.2	Die Feinstruktur	37
5.3	Diskussion der Meßergebnisse beim $(NI)_T$ -Übergang	38
5.3.1	Produktansatz für die Periode $a_o(h,d)$ der Grobstruktur	38
5.3.2	Dickenabhängigkeit der Periode $a_o(h,d)$	39
5.3.3	Dickenabhängigkeit der Bereichsbreiten an der Probenoberfläche	40
5.3.4	Interpretation der Feinstruktur	41
5.4	Das Modell von LIFSHITZ und SHARVIN	43
5.4.1	Beschreibung des Modells von LIFSHITZ und SHARVIN	43
5.4.2	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell	44
5.4.3	Kritik des Modells von LIFSHITZ und SHARVIN	46
5.4.4	Weitere Modelle	46
5.5	Quantitative Ergebnisse beim $(SI)_T$ -Übergang	47
5.5.1	Messungen der Randstruktur	47
5.5.2	Strukturen in der zentralen Zone	48
5.6	Diskussion der Meßergebnisse beim $(SI)_T$ -Übergang	49
5.6.1	Die Randstruktur	49
5.6.2	Flußringstrukturen	50

5.7	Diskussion von Modellen	53
5.7.1	Modellansätze zur Beschreibung des Eindringfeldes h_1	53
5.7.2	Das Modell von ANDREW	55
6.	Beobachtungen zur Phasenausbreitung	55
6.1	Phasenausbreitungsgeschwindigkeit	55
6.1.1	Messung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit	55
6.1.2	Diskussion der Ergebnisse	57
6.2	Kondensationsfeld und Breiten kondensierender Lamellen	58
6.2.1	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	58
6.2.2	Theoretische Ansätze zur Beschreibung der Kondensationsbreite	59
6.3	Kondensation an ausgezeichneten Stellen	61
6.3.1	Experimentelle Beobachtungen	61
6.3.2	Interpretation der bevorzugten Kondensation an Kanten	62
6.4	Annihilation von Flußringen	63
6.5	Kondensation der Feinstruktur	64
7.	Zusammenfassung	65
	Liste der verwendeten Symbole	68
	Literaturverzeichnis	72
	Abbildungen	75



Digitized by the Internet Archive
in 2026

1. Einleitung

Das Verhalten eines Supraleiters unterhalb seiner Sprungtemperatur T_c in Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes H_a stellt ein auch heute noch nicht vollkommen geklärtes Problem dar, dessen Lösung jedoch von beträchtlichem Interesse ist, da Supraleiter praktisch immer in Verbindung mit Magnetfeldern angewendet werden.

MEISSNER entdeckte, daß ein Supraleiter bei einer Temperatur $T < T_c$ ein äußeres Magnetfeld $H_a < H^* \leq H_c$ aus seinem Inneren verdrängt. Bei einem Feld $H_a = H^*$ beginnt jedoch magnetischer Fluß in die Probe einzudringen. Besitzt die Probe einen Entmagnetisierungsfaktor $n = 0$ (wie z.B. ein langer Zylinder, dessen Achse in Feldrichtung orientiert ist), so fällt bei einer Reihe von ¹⁾ Materialien, den sog. Typ I-Supraleitern, H^* mit dem kritischen Feld H_c zusammen, bei dem die gesamte Probe n_l wird. Bei der anderen Gruppe, den Typ II-Supraleitern, dringt bei $H^* = H_{c1}$ magnetischer Fluß in zylindrischen n_l Bereichen, den "Flußwirbeln", ein, wodurch in der Probe ein Mischzustand aus s_l und n_l Phase entsteht, der bis zu einem wesentlich höheren Feld H_{c2} , bei dem die gesamte Probe n_l wird, existiert. Ursache hierfür ist, daß Typ II-Supraleiter eine negative Grenzflächenenergie besitzen, d.h. daß durch den Aufbau von Phasengrenzen die Gesamtenergie des Systems verringert wird und deshalb oberhalb von H_{c1} der Mischzustand energetisch günstiger als die MEISSNER-Phase ist.

Ist die Entmagnetisierung der Probe $n \neq 0$, so wird das Feld in der Umgebung des Supraleiters bei Feldverdrängung deformiert, wobei am Probenrand lokal höhere Feldwerte auftreten als das ungestörte äußere Feld. Das bedeutet für den Typ II-Supraleiter, daß das Feld H_{c1} an einer Stelle des Probenrandes früher erreicht wird und die Probe in den Mischzustand übergeht. Im Falle des Typ I-Supraleiters wird bei $H_a = H^* < H_c$ lokal am Probenrand das Feld kritisch und die Probe muß hier n_l werden, weswegen magnetischer Fluß in ihr Inneres eindringt. Dadurch bildet sich im Feldintervall $H^* < H_a < H_c$ im Supraleiter ein System aus n_l und s_l Bereichen, der sog. Zwischenzustand, dessen Eigenschaften im folgenden untersucht werden sollen. Das Auftreten des Zwischenzustandes ist also im Gegensatz zur Mischphase bei Typ II-Supraleitern eine Folge der Geometrie der Probe. Da aber jede in der Praxis vorkommende Probenform eine von Null verschiedene Entmagnetisierung besitzt, tritt er praktisch immer auf.

¹⁾ Für "supraleitend" wird in dieser Arbeit die Abkürzung "sl", für "normalleitend" "nl" verwendet; "SL" bedeutet "Supraleitung", "NL" "Normalleitung".

1.1 Verfahren zur Beobachtung des Zwischenzustandes

Diese Aufteilung der Probe in nl und sl Bereiche im äußeren Magnetfeld verursacht über der Probenoberfläche eine Feldinhomogenität, da aus den sl Bereichen der magnetische Fluß verdrängt wird, während unmittelbar über den nl Bereichen das Feld kritisch ist. Die Feld- und die Bereichsverteilung an der Probenoberfläche stimmen somit überein.

Um die Verteilung der Bereiche kennenzulernen, kann man also mit einer Magnetfeldsonde die Feldverteilung messen. Als Sonden lassen sich feine Wismutdrähte [1 - 5] oder Hallsonden [6,7] verwenden; das Auflösungsvermögen dieses Verfahrens beträgt 0,1 mm. Ein besseres Auflösungsvermögen liefern die sog. Pulvermethoden, bei denen die Probenoberfläche mit ferromagnetischem [8 - 11] oder mit sl Pulver [12 - 14] bestreut wird. Das ferromagnetische Pulver (z.B. 1 µm-Ni-Pulver) setzt sich in Bereichen maximalen Magnetfeldes auf der Oberfläche ab, zeichnet also die Verteilung der nl Bereiche nach. Sl Pulver (Nb, Sn) suchen wegen des MEISSNER-Effektes Gebiete niedrigen Magnetfeldes auf, die mit den sl Bereichen zusammenfallen. Auf diese Weise erhält man jeweils ein stationäres Bild der Bereichsverteilung bei einem gegebenen Feld. Das Auflösungsvermögen liegt zwischen 50 und 10 µm.

Eine wesentliche Verbesserung dieser Methode gelang TRÄUBLE und ESSMANN [15], die durch Verdampfen ferromagnetischer Substanzen in Heliumatmosphäre (0,2 bis 10 Torr) die Kondensation von Partikeln mit 30 nm Durchmesser erreichten, mit denen die Probenoberfläche dekoriert wird. Mit dem Auflösungsvermögen dieser Methode lassen sich Flußwirbelgitter von Typ II-Supraleitern abbilden.

Nachteilig bei diesen Methoden ist, daß nur statische Bereichsverteilungen, nicht aber dynamische Vorgänge beobachtet werden können. Eine Möglichkeit, die Bewegung der Bereiche direkt zu beobachten, bietet die magnetooptische Methode, die auf dem FARADAY-Effekt beruht. Durchdringt linear polarisiertes Licht eine paramagnetische Schicht, so wird an Stellen, wo in dieser eine Magnetfeldkomponente parallel zum Lichtweg existiert, die Polarisations-ebene gedreht. Bringt man daher auf den Supraleiter eine paramagnetische Schicht auf, so erfährt linear polarisiertes Licht über den nl Bereichen eine Drehung, nicht aber über den sl Bereichen. Bildet man eine so beschichtete Probenoberfläche durch ein Mikroskopobjektiv mit linear polarisiertem Licht ab und blendet mit einem Analysator die nicht gedrehte Komponente aus,

so erhält man ein Bild der magnetischen Strukturen und kann deren zeitliche Änderungen kontinuierlich beobachten. Als paramagnetische Schichten wurden zunächst Cerphosphatgläser von etwa 0,5 mm Dicke angewandt [15 - 19] , die ein Auflösungsvermögen von nur 0,1 bis 0,2 mm lieferten. KIRCHNER [20, 21] gelang es, aus Seltenen Erdverbindungen magnetooptische Aufdampfschichten mit Dicken unterhalb von 1 μm herzustellen, wodurch das Auflösungsvermögen auf 0,5 μm gesteigert werden konnte.

1.2 Erzielte Ergebnisse an Typ I-Supraleitern

Ein großer Teil der bisher durchgeführten Beobachtungen beschränkte sich wegen des geringen Auflösungsvermögens der benutzten Verfahren auf die magnetischen Strukturen von Sn und In, die wesentlich gröber als bei Pb sind. HAENSSLER [12] führte für Sn- und In-Proben eine Analyse des Zwischenzustandes durch. Er unterschied erstmals klar zwischen Strukturen im wachsenden und im abnehmenden Feld, beschränkte sich allerdings auf die Auswertung von Strukturen des letzteren Falles. Bei den dynamischen Vorgängen war er weitgehend auf Spekulationen angewiesen, da die von ihm benutzte Niob-Pulvermethode nur statische Beobachtungen zuließ. Nachteilig wirkte sich ferner das mechanische Polieren der Proben aus, da dadurch die Strukturen durch Oberflächenverunreinigungen und -deformationen beeinflusst wurden. Das Auflösungsvermögen lag bei diesen Untersuchungen bei etwa 50 μm .

Die von FABER [13] ebenfalls mit der Pulvermethode durchgeführten Beobachtungen waren weniger systematisch als die HAENSSLERs. Andere Autoren beschäftigten sich meist mit spezielleren Fragestellungen: DE SORBO und HEALY [19] sowie BAIRD [22] untersuchten bei geringer Auflösung mit der magnetooptischen Methode Eindringvorgänge; OLAFSSON [23] setzte diese Untersuchungen fort. TRÄUBLE und ESSMANN [15] bildeten erstmals mit hohem Auflösungsvermögen Zwischenzustandsstrukturen von massivem Blei ab, stellten jedoch keine systematische Analyse an. OBST [24] studierte Anisotropieeffekte an Pb-Einkristallen und fand, daß sich Zwischenzustandsbereiche bevorzugt in bestimmten Kristallrichtungen ausrichten. KIRCHNER [20, 25] untersuchte mit der hochauflösenden magnetooptischen Methode die magnetischen Strukturen an aufgedampften Bleischichten und filmte die Übergänge von Normal- zu Supraleitung und umgekehrt [26] . HÜBENER et al. übernahmen von KIRCHNER das magnetooptische Verfahren, beschränkten ihre Untersuchungen aber auf Aufdampfschichten [27 - 30] .

1.3 Motivierung der vorliegenden Arbeit

Die magnetooptische Methode mit ihren verbesserten Beobachtungsmöglichkeiten [21] ist geeignet, den Zwischenzustand von Typ I-Supraleitern systematisch zu studieren, Bewegungsabläufe zu beobachten und die dynamische Entwicklung der Strukturen zu verfolgen. Das ausgezeichnete Auflösungsvermögen der Methode erlaubt es, auch die Strukturen an Blei zu untersuchen, bei dem man wegen der hohen Sprungtemperatur von 7,2 K bei der Siedetemperatur von flüssigem Helium arbeiten kann. Systematische Untersuchungen an massivem Blei sind bislang nicht bekannt geworden.

Die vorliegenden Untersuchungen verfolgen daher das Ziel, ein Bild der Zwischenzustandsstrukturen von massivem Blei zu gewinnen und dieses mit anderweitig erhaltenen Ergebnissen zu vergleichen. Insbesondere soll die Abhängigkeit der Strukturen von der Probendicke d (im Bereich $0,02 \text{ mm} \leq d \leq 11 \text{ mm}$), dem Wert und der Änderungsrichtung des äußeren Magnetfeldes H_a untersucht werden.

2. Experimentelle Methode

Als experimentelles Verfahren diene - wie schon in Abschnitt 1.3 erwähnt - die magnetooptische Methode [20, 21]. Die Proben wurden aus hochreinem massivem Blei (Reinheitsgrad 99,999 %) hergestellt. Zur Präparation wurden Scheiben aus dem Massivmaterial ausgestanzt und im Vakuum bei einem Druck von 10^{-5} Torr bei 300° C getempert, nachdem die Oberflächen mit Hilfe eines Mikrotoms plangeschnitten worden waren. Die getemperten Proben wurden anschließend chemisch poliert, um die gestörten Oberflächenschichten abzutragen. Das Poliermittel bestand aus einem Gemisch konzentrierter Essigsäure (96 %ig) und Wasserstoffperoxyd (30 %ig) im Verhältnis 4 : 1. Unmittelbar nach der Politur wurden die Proben mit der magnetooptischen Schicht aus einem Gemisch von EuS und EuF_2 bedampft. Alle Experimente wurden bei 4,2 K durchgeführt. Das zur Erzeugung des Zwischenzustandes notwendige äußere Magnetfeld H_a wurde senkrecht zur beobachteten Probenoberfläche angelegt.

Die Zwischenzustandsstrukturen wurden bei folgenden Änderungen des äußeren Magnetfeldes H_a beobachtet und photographiert:

1. H_a wächst monoton vom Wert Null bis zum kritischen Feld H_c . Dieser Übergang wird als $(SI)_T$ -Übergang bezeichnet (superconducting - intermediate state transition bei konstanter Temperatur T).
2. Das Feld nimmt monoton von $H_a > H_c$ auf $H_a = 0$ ab: $(NI)_T$ -Übergang (normal - intermediate state transition bei konstanter Temperatur T).

Die Feldänderungsgeschwindigkeit lag in der Größenordnung von 1 Oe/s; während der Belichtung bei photographischen Aufnahmen wurde das Feld konstant gehalten. Die Belichtungszeiten hingen von den speziellen Gegebenheiten der einzelnen Proben ab (Kontrast, Lichtreflexion) und lagen gewöhnlich zwischen 15 und 60 Sekunden.

Der Vergrößerungsmaßstab der Photographien wurde durch Vergleich der Entfernungen markanter Punkte auf den Bildern mit den entsprechenden Abständen auf den Probenoberflächen gewonnen. Als kritisches Feld H_c wurde dasjenige definiert, bei dem die Zwischenzustandsstrukturen beim $(SI)_T$ -Übergang verschwinden. Auf den Photographien, die in den folgenden Kapiteln zu sehen sein werden, sind die n1 Bereiche hell, die s1 Bereiche dunkel abgebildet.

3. Überblick über die beim Zwischenzustand auftretenden Strukturen

Die Bereichsstrukturen von Typ I-Supraleitern sind bei fester Temperatur T im wesentlichen von folgenden Parametern abhängig:

1. Grenzflächenenergie-Parameter Δ ;
2. Probendicke d;
3. äußeres Magnetfeld H_a (das im folgenden in reduzierten Koordinaten $h = H_a/H_c$ angegeben wird);
4. Änderungsrichtung des äußeren Magnetfeldes.

Da der Grenzflächenenergie-Parameter Δ durch das Material (abgesehen von Verunreinigungen und ähnlichem) festgelegt ist, verbleiben noch Probendicke, Magnetfeld und Art des Überganges als Parameter, deren Einfluß auf die Zwischenzustandsstrukturen studiert werden soll.

Um einen Überblick über die möglichen Strukturen innerhalb einer Probe bei verschiedenen Dicken zu gewinnen, wurden Proben mit radialem Dickengradienten hergestellt. Fig. 1 zeigt die Geometrie der Probe, deren Strukturen in Fig. 2 und 3 dargestellt sind, und den Dickenverlauf längs des Probenradius: Im Probenzentrum befindet sich eine kreisförmige Fläche mit einer konstanten Dicke von $90\text{ }\mu\text{m}$, dann steigt die Dicke nach außen auf fast 2 mm an. Der Bildausschnitt von Fig. 2 und 3 ist durch gestrichelte Linien markiert. Der Kristallitdurchmesser der Probe liegt bei etwa $0,5\text{ mm}$.

3.1 Der $(\text{NI})_T$ -Übergang

In Fig. 2 ist die Entwicklung des $(\text{NI})_T$ -Überganges dargestellt. Die gestrichelte Gerade in Fig. 2a ($h = 0,90$) gibt die Lage eines Radius an. Die Probendicke nimmt nach rechts zu, links befindet sich ein Teil des $90\text{ }\mu\text{m}$ dicken Probenteils (der eingezeichnete Kreis in Fig. 2a gibt seinen Rand an).

Die Kondensation von sl Bereichen setzt bei $h = 0,98$ ein; von Stellen größerer Dicke ausgehend bilden sich sl Lamellen, die sich ungefähr in Richtung des Dickengradienten anordnen (vgl. Fig. 2a). Sie befinden sich alle außerhalb der dünnen Zone, in der erst bei kleinerem Feld ebenfalls sl Lamellen entstehen. Fig. 2b zeigt, daß sich zwischen den sl Lamellen in den nl Bereichen von Gebieten größerer Probendicke ausgehend eine Feinstruktur ausbildet, die aus kurzen sl Lamellen besteht, welche sich senkrecht zu den langen Lamellen periodisch anordnen. Als Periode dieser Feinstruktur kann man den Abstand des Randes eines sl Bereiches der Feinstruktur zum entsprechenden Rand des benachbarten Bereiches definieren.

Bei weiterer Feldabnahme (Fig. 2c; $h = 0,62$) dehnt sich diese Feinstruktur in Gebiete kleinerer Dicke aus, im dünnen Teil der Probe jedoch befinden sich parallel angeordnete Lamellen ohne Feinstruktur. In Fig. 2d ($h = 0,50$) fällt auf, daß die Formen der sl Bereiche der Feinstruktur (die im folgenden als sl Einschlüsse bezeichnet werden) vielfältiger werden. An der Grenze zum Gebiet ohne Feinstruktur jedoch bleiben sie punktförmig. Bei $h = 0,30$ hat das Gebiet mit Feinstruktur seine maximale Ausdehnung erreicht, wie ein Vergleich von Fig. 2e ($h = 0,30$) mit Fig. 2f ($h = 0$) zeigt. Da im dünnen Teil der Probe keine Feinstruktur zu beobachten ist, muß eine minimale

Probendicke d_s existieren, unterhalb der grundsätzlich keine s_1 Einschlüsse in den n_1 Bereichen auftreten.

Die Probe wird bei $h = 0$ (Fig. 2f) nicht völlig supraleitend, vielmehr ist das mittlere lokale Feld in der Probe wesentlich von Null verschieden. Erst durch Anlegen eines Gegenfeldes von der Größenordnung des Eindringfeldes h_1 beim $(SI)_T$ -Übergang wird der restliche Fluß kompensiert. Ursache dafür ist die größere Probendicke am Rand. Wandert ein n_1 Bereich in ein Gebiet größerer Dicke, so vergrößert sich die Phasengrenzfläche, wodurch die Gesamtenergie des Systems zunimmt. Der Zustand kleinster Freier Energie wird also erreicht, wenn sich der Zwischenzustand bei möglichst kleiner Probendicke ausbildet.

Während im $90\ \mu\text{m}$ dicken Gebiet die Periodizität der laminaren Strukturen örtlich konstant ist, nimmt sie im Gebiet variabler Dicke bei festem h mit wachsender Probendicke zu; auch die Breiten der n_1 und s_1 Lamellen wachsen mit der Dicke. Die Periodizität der Feinstruktur dagegen scheint von der Probendicke unabhängig zu sein. Bei festem d wird die Breite der n_1 Bereiche mit abnehmendem äußeren Feld kleiner, die der s_1 Bereiche wächst. Die Periode von Lamellen- und Feinstruktur nimmt mit h ab. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß das äußere Feld h und der Mittelwert $\bar{h}_{10k}$, der tatsächlich in der Probe auftritt, keineswegs gleich sind (wie sich besonders deutlich bei $h = 0$ zeigt) und $\bar{h}_{10k}$ bei gegebenem Feld h nicht über die gesamte Probe konstant, sondern eine Funktion des Radius ist.

3.2 Der $(SI)_T$ -Übergang

Wenn das äußere Feld von $h = 0$ an wächst, befindet sich die Probe zunächst in der MEISSNER-Phase. Beim Eindringfeld h_1 , das im wesentlichen durch die Geometrie der Probe bestimmt ist [23, 27, 32], beginnt magnetischer Fluß in Form von Flußringen in die Probe einzudringen und sich im Zentrum zu sammeln. Während im Probenzentrum nur Makroflußlinien ohne s_1 Einschlüsse zu beobachten sind, treten oberhalb einer bestimmten Probendicke durchwegs Flußringe mit Einschlüssen auf, wie Fig. 3a ($h = 0,42$) zeigt. Die n_1 Bereiche besitzen daher beim Eindringen s_1 Einschlüsse, die jedoch beim Unterschreiten einer bestimmten Probendicke verschwinden, so daß im Zentralbereich der Probe nur einfache Makroflußlinien zu finden sind. Außerdem sind die s_1

Einschlüsse bei großer Probendicke ausgedehnter als bei kleiner und die Verteilung der Flußringe ist in den Gebieten größerer Dicke locker, während sich im Zentrum eine Wabenstruktur bildet. Auch in diesem Fall ist das mittlere lokale Feld $\bar{h}_{lok}$ nicht konstant, sondern nimmt zum Probenzentrum hin zu (analog zum $(NI)_T$ -Übergang).

Mit wachsendem Feld rücken auch in Gebieten größerer Probendicke die Flußringe zu einer Wabenstruktur zusammen, während im Zentrum die Makroflußlinien zu größeren n_1 Bereichen zu verschmelzen beginnen (Fig. 3b; $h = 0,62$). Bei weiterer Zunahme des Feldes setzt auch im Gebiet wachsender Probendicke ein Verschmelzen der "Flußwaben" ein, während sich im Probenzentrum die Strukturen bereits aufzulösen beginnen. An vereinzelt Stellen und besonders in der dünnen Zone wandeln sich die Waben in eine Lamellenstruktur um (Fig. 3c; $h = 0,78$). Bei $h = 0,90$ (Fig. 3d) ist der Auflösungsprozeß bereits weit fortgeschritten, die noch vorhandenen Einschlüsse haben sich punktförmig zusammengezogen. Für $h \rightarrow 1$ verschwindet die Struktur zuerst im dünnen Teil der Probe, da sich der magnetische Fluß hier bevorzugt konzentriert.

Wie beim $(NI)_T$ -Übergang nehmen die s_1 Einschlüsse mit wachsender Probendicke kompliziertere Formen an. Ferner zeigt sich wiederum die Existenz einer kritischen Dicke d_s für das Auftreten von Feinstruktur.

3.3 Bestimmung der kritischen Dicke d_s

In Fig. 4 ist für den $(NI)_T$ -Übergang die minimale Probendicke d_F , bei der Feinstruktur auftritt, in Abhängigkeit vom äußeren Feld h aufgetragen. Unterhalb einer Mindestdicke von $(125 \pm 5) \mu m$ tritt keine Feinstruktur auf. Da das lokale Feld in der Probe jedoch nicht völlig verschwindet, könnte bei einem kleineren Feld in der Probe die Größe d_F einen noch kleineren Wert annehmen; der obige Wert ist daher nur als obere Grenze von d_s anzusehen. Die untere Grenze für d_s konnte mit Hilfe einer $(115 \pm 5) \mu m$ dicken Probe gefunden werden, die eine Lamellenstruktur und Flußlinien ohne s_1 Einschlüsse aufwies. In Fig. 5 sind ihre Strukturen für $(SI)_T$ - und $(NI)_T$ -Übergang bei $h = 0,45$ denen einer Probe mit $d = (169 \pm 5) \mu m$ gegenübergestellt, die bereits supraleitende Einschlüsse und Einkerbungen in den n_1 Bereichen besitzt.

Damit kann für die kritische Dicke d_s , bei der bei $T = 4,2$ K erstmals Feinstruktur zu beobachten ist, der Wert

$$d_s = (120 \pm 10) \mu\text{m}$$

für massives Blei angegeben werden.

Mit Hilfe eines Modells mit laminarer Struktur, in dem die Feinstruktur aufgrund der Verzweigung von n_1 Bereichen in Oberflächennähe zustande kommt, erhielt HUBERT [33] den theoretischen Wert

$$d_s \approx 800 \Delta. \quad (3-1)$$

Ein Vergleich mit dem experimentell erhaltenen Wert ergibt für den Grenzflächenenergie-Parameter $\Delta \approx 150$ nm. Dieser Wert ist - verglichen mit Werten aus der Literatur [34] - etwa um den Faktor 2 zu groß, in Anbetracht des einfachen Modells ein zufriedenstellendes Ergebnis.

Zur Bestätigung der obigen Beobachtungen wurden auch Experimente mit Proben durchgeführt, die im Zentrum eine überkritische und am Rand eine unterkritische Dicke besaßen. Dabei wurden in den dünnen Randzonen beim $(SI)_T$ -Übergang Flußlinien und Lamellenstruktur ohne Einschlüsse beobachtet, die bei anwachsendem Feld in Zonen mit größerer Dicke wanderten, wobei sich dort in den n_1 Bereichen s_1 Einschlüsse bildeten und aus den Flußlinien Flußringe wurden. Beim $(NI)_T$ -Übergang setzte die Kondensation ebenfalls an den dicksten Probenstellen ein. Auch sonst wurde die gleiche Abhängigkeit der Lamellen- und der Feinstruktur von Probendicke und Feld wie oben gefunden.

Demnach hängen die beobachteten Eigenschaften nicht von der speziellen Probenform, sondern nur vom wirksamen Feld und der Probendicke ab.

4. Zwischenzustandsstrukturen für Dicken $d < d_s$

In Tabelle 4-1 sind die wesentlichen Daten der ausgewählten Proben aufgeführt, an denen der Zwischenzustand für $d < d_s$ untersucht wird. Die Probendicke d ist in μm , der Durchmesser S und die Größe G des mittleren Kristallitdurchmessers im betrachteten Probenausschnitt in mm angegeben.

Tabelle 4-1

Probe	d [μm]	S [mm]	G [mm]
I	26 ± 3	12,0 $\pm 0,5$	0,1
II	51 ± 3	3,9 $\pm 0,1$	0,1
III	62 ± 3	5,9 $\pm 0,3$	0,3
IV	115 ± 5	8,0 $\pm 0,5$	0,4

4.1 Qualitative Beschreibung der Strukturen

Im untersuchten Dickenbereich $20 \mu\text{m} < d < 120 \mu\text{m}$ sind keine prinzipiellen Unterschiede zwischen den Strukturen als Funktion der Dicke zu beobachten. Beim $(\text{NI})_T$ -Übergang bildet sich stets eine reine Lamellenstruktur aus, beim $(\text{SI})_T$ -Übergang eine Mischstruktur aus Lamellen und Flußlinien, wobei bei hohem h die Lamellenstruktur überwiegt. Mit abnehmender Probendicke werden Periodizität und Breite der Lamellen kleiner. Auch in den Flußlinienstrukturen zeigt sich dieser Trend. Es genügt daher, anhand der Probe IV die Übergänge zu studieren; die im einzelnen untersuchten Strukturen stammen aus dem Zentrum der Probenoberfläche, um störende Randeffekte zu vermeiden.

4.1.1 $(\text{NI})_T$ -Übergang: Lamellenstrukturen

Wird das äußere Feld von $h > 1$ beginnend verringert, so tritt bei $h = 0,98$ erstmals eine Kondensation von s_1 Bereichen auf. Ausgehend von punktförmigen Kondensationskeimen bilden sich spontan s_1 Lamellen, deren Längen in der Größenordnung 1 mm liegen. Wenn die Zahl der Lamellen bei abnehmendem Feld

größer wird, beginnen sie sich parallel anzuordnen, wodurch eine periodische Struktur aus nl und sl Lamellen entsteht (Fig. 6a; $h = 0,85$). Als Periode kann man den Abstand des Randes einer Lamelle zum entsprechenden Rand der benachbarten gleichartigen Lamelle definieren.

Die Struktur verdichtet sich, wenn das Feld kleiner wird, da die Breite der nl Lamellen, die weitgehend zusammenhängend sind, stark abnimmt, während sie bei den sl Lamellen nur langsam anwächst (Fig. 6b; $h = 0,70$). Bei $h = 0,45$ (Fig. 6c) sind die Breiten der sl und nl Lamellen etwa gleich; die sl Lamellen wachsen an verschiedenen Stellen zusammen und unterbrechen den Zusammenhang der nl Lamellen. Die Periode der Struktur erreicht einen minimalen Wert und wächst dann wieder an, da die Breite der sl Lamellen nun stark zunimmt (Fig. 6d; $h = 0,15$). Für $h \rightarrow 0$ wird der magnetische Fluß aus der Probe verdrängt; bei $h = 0$ sind nur noch vereinzelt nl Bereiche vorhanden, der "eingefrorene Fluß". Die Größe des eingefrorenen Flusses hängt von Inhomogenitäten der Probendicke, Gitterfehlern und Fremdatomen ab. Bei nicht getemperten Proben kann für $h = 0$ noch eine periodische Struktur auftreten.

4.1.2 (SI)_T-Übergang: Mischstrukturen

Bei kleinen Werten des äußeren Feldes h zeigt die Probe den MEISSNER-Effekt. Wird ein Schwellenfeld h_1 erreicht, das im vorliegenden Fall bei $h \approx 0,06$ liegt, dringt spontan magnetischer Fluß ein und konzentriert sich im Probenzentrum. Es entsteht hier eine Struktur aus nl Lamellen, zwischen denen sich von Makroflußlinien besetzte Gebiete befinden (Fig. 7a; $h = 0,15$). Bei zunehmendem Feld wächst der von Lamellen besetzte Anteil der Probe an, während sich die von Flußlinien besetzten Gebiete verkleinern (Fig. 7b; $h = 0,45$). Bei $h = 0,45$ sind die Breiten von nl und sl Lamellen etwa gleich und ihre Periode ist minimal. Von $h \approx 0,5$ an beginnen die Flußlinien, die auf eine immer kleinere Fläche zusammengedrängt werden, zu größeren Einheiten zu verschmelzen. Fig. 7c für $h = 0,70$ zeigt schließlich überwiegend laminare Strukturen mit zusammenhängenden nl Bereichen. Wird das Feld noch weiter erhöht, beginnt sich die sl Struktur allmählich aufzulösen, wie Fig. 7d für $h = 0,85$ zeigt; schließlich ziehen sich die letzten Lamellen auf punktförmige Gebilde zusammen, um bei $h = 1$ zu verschwinden.

4.1.3 Zusätzliche Beobachtungen bei Flußlinienstrukturen

Beim $(SI)_T$ -Übergang muß der gesamte magnetische Fluß über den Probenrand in die Probe eindringen. Es bildet sich dort bei kleinem äußeren Feld eine Eindringzone, deren Breite in der Größenordnung $10 - 20 \mu m$ liegt. Von ihr lösen sich bei $h = h_i$ Flußlinien, die dann schnell durch eine an die Eindringzone anschließende s_l Zone wandern. Im Probeninneren setzt an vereinzelten Stellen bereits in Randnähe ein Verschmelzungsprozeß ein, bei dem sich teilweise größere Flußlinien, zum Teil aber auch Lamellen bilden. Eine Kristallstruktur mit wenigen Störungen begünstigt eine frühe Lamellenbildung und auch die Bildung größerer Flußlinien. In nicht getemperten oder mechanisch deformierten Proben konnten wesentlich mehr Flußlinien als an getemperten Proben beobachtet werden. So traten z.B. in der getemperten Probe III im Probenzentrum praktisch vom Eindringfeld an fast nur Lamellen auf (vgl. Fig. 8b). Bei perfekter Kristallstruktur scheint daher die Lamellenstruktur energetisch günstiger zu sein; jedoch sind die Unterschiede in der Freien Energie so gering, daß die Flußlinienstrukturen metastabil sind (vgl. [6]). Am Probenrand und an Störstellen dagegen führt wohl die Wechselwirkung mit dem Gradienten des äußeren Feldes bzw. mit Haftkräften dazu, daß bevorzugt Flußlinien auftreten.

Das Vordringen von Flußlinien ins Probenzentrum hängt stark von der Änderungsgeschwindigkeit des äußeren Feldes ab. In Fig. 8 ist zweimal der gleiche Ausschnitt von Probe III bei $h = 0,20$ ($(SI)_T$ -Übergang) dargestellt. Jedoch wurde in Fig. 8a das äußere Feld mit einer Feldänderungsgeschwindigkeit $dH_a/dt = 10^4 A/(m \cdot s)$ erhöht, in Fig. 8b dagegen mit $dH_a/dt = 10^2 A/(m \cdot s)$. In Fig. 8a ist ein merklicher Anteil des Probenausschnittes mit Flußlinien besetzt; in Fig. 8b ist überwiegend Lamellenstruktur vorhanden.

4.1.4 Der Probenrand beim $(NI)_T$ -Übergang

Beobachtungen am Probenrand zeigten, daß sich beim $(NI)_T$ -Übergang eine s_l Randzone ausbildet, die das Probeninnere ringförmig umschließt und bei abnehmendem Feld breiter wird. An dünnen Proben konnte zwar das Feld nicht exakt festgestellt werden, bei dem dieser Ring entsteht, jedoch kann angenommen werden, daß bereits beim Einsetzen der Kondensation der äußerste Rand supraleitend wird, wie wir später bei dicken Proben explizit sehen werden.

Die Bildung eines derartigen s_1 Ringes bei Kondensationsbeginn steht in Einklang mit Beobachtungen von FABER [35], der an langen s_1 Drähten im longitudinalen Feld fand, daß die Kondensation an der Peripherie der Drähte einsetzte. Eine Erklärung für diesen Effekt liefert die GINSBURG-LANDAU-Theorie, die zeigt, daß bei massiven Supraleitern grundsätzlich Randflächen, die parallel zum äußeren Feld liegen, gegenüber dem Probeninneren bei der Kondensation bevorzugt werden (vgl. [36]).

4.2 Quantitative Ergebnisse bei Lamellenstrukturen

Quantitativ erfaßbare Größen, die für das Aussehen der Strukturen wesentlich sind, sind die Periode a der Strukturen und die Breiten a_s der s_1 und a_n der n_1 Bereiche. Um sie in Abhängigkeit von der Probendicke und dem äußeren Magnetfeld zu bestimmen, wurden dazu für die Proben I - IV von $(SI)_T$ - und $(NI)_T$ -Übergang Bildserien aufgenommen, wobei h variiert wurde. In den Bildern wurden mit Hilfe eines Stereomikroskops bei 16facher Vergrößerung an Stellen paralleler Lamellenanordnung Periode und Bereichsbreiten gemessen. Die Anzahl der Meßpunkte pro Bild lag - abgesehen von extrem hohen und niedrigen Feldern - zwischen 100 und 300. Der experimentelle Fehler der Messungen läßt sich mit 5 % abschätzen. Nur bei extremen Feldern, z. B. knapp nach der Kondensation, muß ein etwas größerer Fehler eingeräumt werden, da weniger meßbare Stellen vorhanden waren.

Aus dem Strom, der durch eine Helmholtzanordnung zur Erzeugung des Magnetfeldes floß, wurde dessen Wert h mit einem Meßfehler von 3 % bestimmt. Der Fehler bei der Bestimmung der Vergrößerung der Bilder war etwa 1 %, womit sich der Gesamtfehler der Bestimmung von a , a_s und a_n zu etwa 10 % ergibt. Um die Meßergebnisse der einzelnen Proben besser miteinander vergleichen zu können, wurde zwischen den Meßwerten graphisch interpoliert.

In Fig. 9 und 10 sind einige Beispiele für den Verlauf der Periode als Funktion von h dargestellt. Typisch für ihr Aussehen ist das starke Anwachsen gegen $h = 0$ und $h = 1$; die Lage des dazwischenliegenden Minimums erweist sich als unabhängig von der Probendicke und der Art des Überganges. Als Mittelwert über die Lagen der Minima bei den einzelnen Proben ergibt sich

$$h_{\min} = 0,44 \pm 0,03.$$

Fig. 11 und 12 zeigen am Beispiel von Probe IV die Breiten der nl und sl Bereiche als Funktion des äußeren Feldes für $(\text{NI})_T$ - und $(\text{SI})_T$ -Übergang: Die Breiten der nl Bereiche $a_n(h,d)$ sind als Kreise, die der sl Bereiche $a_s(h,d)$ als Sterne dargestellt. Die Größe $a_s(h,d)$ ist stets eine mit wachsendem h monoton abnehmende Funktion, wobei der starke Abfall für $h < 0,4$ gegen $h = 1$ hin stetig abnimmt. Die Breite $a_n(h,d)$ dagegen wächst mit h erst langsam, dann für $h > 0,4$ stärker an. Die Summe von a_s und a_n ergibt die Periode a :

$$a_s(h,d) + a_n(h,d) = a(h,d). \quad (4-1)$$

Bei dem Feld, bei dem $a(h,d)$ sein Minimum erreicht, besitzen a_s und a_n etwa die gleiche Größe.

4.3 Diskussion der Ergebnisse bei den laminaren Strukturen

4.3.1 Unterschiede zwischen $(\text{SI})_T$ - und $(\text{NI})_T$ -Übergang

Um die Meßkurven für den Verlauf der Periodizität der Lamellen bei $(\text{SI})_T$ - und $(\text{NI})_T$ -Übergang als Funktion von h bei konstanter Probendicke d zu vergleichen, ist in Fig. 13 die Größe

$$\delta(h) = \frac{a(h;(\text{NI})_T) - a(h;(\text{SI})_T)}{1/2 [a(h;(\text{NI})_T) + a(h;(\text{SI})_T)]}$$

für die Proben I bis IV dargestellt.

Bei kleinen Werten von h (mit Ausnahme von Probe II: $h \leq 0,3$) ist $\delta(h)$ negativ, d.h. die Periode ist beim $(\text{SI})_T$ -Übergang größer als beim $(\text{NI})_T$ -Übergang. Für $0,4 \leq h \leq 0,65$ ist $|\delta(h)| < 0,05$ und der Verlauf der Periodizität für beide Übergänge praktisch gleich. Für $h > 0,65$ ist $\delta(h) \geq 0,05$ und wächst mit h , d.h. die Periode ist hier durchwegs für den $(\text{NI})_T$ -Übergang größer als für den $(\text{SI})_T$ -Übergang.

Daraus folgt, daß bei beiden Übergängen keine Gleichgewichtsstrukturen auftreten. Die Periode von Gleichgewichtsstrukturen müßte vielmehr zwischen den experimentell gefundenen Perioden $a(h;(\text{SI})_T)$ und $a(h;(\text{NI})_T)$ liegen. Im

Feldbereich $0,3 \leq h \leq 0,65$ liegen annähernd Gleichgewichtsverhältnisse vor. (Deshalb wird dieser Bereich später bevorzugt für den Vergleich mit der Theorie herangezogen).

Zur Erklärung dieses systematischen Unterschiedes bei den Übergängen ist in Fig. 14 qualitativ $a(h)$ für drei Fälle als Funktion von h aufgetragen. Die durchgezogene Kurve bezeichnet die Periode des Gleichgewichtszustandes, die gestrichelte Kurve den $(SI)_T$ -Übergang, die punktierte Kurve den $(NI)_T$ -Übergang. Für das Magnetfeld $h = h_1$ gilt

$$a(h_1; (SI)_T) = a(h_1 - \Delta h_1; GL) \quad \text{mit } \Delta h_1 > 0,$$

worin GL den Gleichgewichtszustand bedeutet. Ebenso verhält es sich im aufsteigenden Teil der Kurven beim Feld h_2 , für das gilt:

$$a(h_2; (SI)_T) = a(h_2 - \Delta h_2; GL) \quad \text{mit } \Delta h_2 > 0.$$

Die Periode $a(h_1; (SI)_T)$ bzw. $a(h_2; (SI)_T)$ entspricht also einem um Δh_1 bzw. Δh_2 kleineren Wert des Magnetfeldes im Gleichgewichtsfall.

Analoge Überlegungen lassen sich auch für den $(NI)_T$ -Übergang anstellen.

Das ungestörte äußere Feld H_a und das in der Probe auftretende Feld $H(r)$ besitzen also eine relative Differenz

$$\Delta h = | (H_a - H(r)) / H_c |.$$

Beim $(SI)_T$ -Übergang ist das Feld in der Probe kleiner, beim $(NI)_T$ -Übergang dagegen ist es größer als das ungestörte Feld.

Zur Erklärung dieses Effektes für den $(SI)_T$ -Übergang sind in Fig. 15 qualitativ Feldverteilungen längs des Probendurchmessers an der Oberfläche dargestellt, wobei das äußere Feld in reduzierten Koordinaten angegeben ist (Probenrand $\pm r_0$). Für ein äußeres Feld h_0 , das wesentlich kleiner ist als das Eindringfeld h_1 , gibt Fig. 15a die Feldverteilung wieder: Für $|r| \gg r_0$ hat das Feld seinen ungestörten Wert. Gegen $|r| = r_0$ hin steigt es an wegen der Feldverdrängung aus dem Probeninneren, wo $h(r) = 0$ ist, erreicht seinen Maximalwert bei $|r| = r_0$ und fällt dann steil ab. Wächst nun h_0 , so nimmt

das Feld in der Umgebung des Probenrandes stark zu, bis $h(|r_0|)$ den Wert 1 erreicht. Dabei bildet sich eine Eindringzone aus, in der das Feld auf den Wert 0 abfällt. Bei weiterer Zunahme des äußeren Feldes kann nun $h(|r_0|)$ nicht mehr weiter anwachsen, die Eindringzone wächst in die Probe hinein und erreicht bei $h_0 = h_i$ ihre maximale Ausdehnung (Fig. 15b). Wenn jetzt das Feld eindringt, sammelt sich magnetischer Fluß in der Probenmitte. Knapp oberhalb von h_i (Fig. 15c) existiert in der Probenmitte eine Zone mit $h(r) \neq 0$, umgeben von einer ringförmigen sl Zone, die mit wachsendem Feld schmaler wird. Da das Eindringen des Flusses durch die Abschirmwirkung des sl Ringes und andere Effekte (z.B. Kristallfehler) behindert wird, ist das Feld im Probenzentrum etwas kleiner als h_0 . Für $h \rightarrow 1$ wird der ganze Probenquerschnitt mit Ausnahme des sl Ringes, der ganz schmal und an den Probenrand gedrängt wird, vom Fluß erfüllt. Dadurch verringert sich auch die Felddifferenz Δh (Fig. 15d) und verschwindet schließlich ganz.

In Fig. 16 ist qualitativ die Größe Δh als Funktion des ungestörten äußeren Feldes dargestellt (punktierte Linie). Die Differenz Δh wächst zunächst mit h_0 bis h_i an, nimmt dann beim Eindringen des Flusses stetig bis Null ab.

Beim $(NI)_T$ -Übergang wird das Feld in der Probe zunächst unterkritisch, bis bei $h_0 = h_K$ die Kondensation einsetzt, wobei am Probenrand ein sl Ring entsteht (vgl. Abschnitt 4.1.4). Dadurch steigt am Probenrand das Feld infolge der Feldverdrängung auf den kritischen Wert, im Inneren ist bis auf wenige sl Bereiche $h(r) = 1$ (Fig. 17a). Der magnetische Fluß, der die Probe verlassen will, muß die sl Randzone durchqueren. Zusätzlich wird er innerhalb der Probe durch Pinning-Effekte festgehalten, wodurch sich eine Felderhöhung Δh gegenüber h_0 erklärt (Fig. 17b). Wird nun h_0 so klein, daß das Feld am Probenrand unterkritisch wird, nimmt auch Δh ab, da dem Auswandern des Flusses am Rand nur noch geringer Widerstand entgegengesetzt wird (Fig. 17c). In Fig. 17d mit $h_0 = 0$ ist in der Probe nur noch ein kleines Feld vorhanden, das vom eingefrorenen Fluß verursacht wird.

Ein qualitativer Verlauf von Δh als Funktion von h ist in Fig. 16 gezeichnet (gestrichelte Linie). Die durchgezogene Kurve ergibt qualitativ die resultierende Gesamtverschiebung von $(SI)_T$ - und $(NI)_T$ -Übergang.

Abschließend läßt sich sagen, daß die Abweichungen der Strukturen vom

Gleichgewicht sich praktisch immer innerhalb 10 % bewegen und im Intervall $0,3 \leq h \leq 0,65$ so klein sind, daß man hier in guter Näherung von Gleichgewichtszuständen sprechen kann.

4.3.2 Quantitative Beschreibung der Lamellenstruktur

Für die quantitative Beschreibung der Abhängigkeit der Periode $a(h,d)$ von der Probendicke d und dem äußeren Feld h bietet sich der Produktansatz

$$a(h,d) = C(\Delta, T) \cdot U(h) \cdot V(d) \quad (4-2)$$

an. Dabei ist C im vorliegenden Fall konstant, da Grenzflächenenergie-Parameter Δ und Beobachtungstemperatur T nicht geändert werden.

Um zu prüfen, ob die Abhängigkeiten von den Variablen in der Form (4-2) separiert werden können, werden nach HAENSSLER [12] folgende zwei Quotienten aus den Werten für die Periodizität gebildet:

1. $R(h, h^*; d)$:

$$R(h, h^*; d) = \frac{a(h, d)}{a(h^*, d)}, \quad (4-3)$$

wobei h^* ein fester Parameter ist. Setzt man (4-2) in (4-3) ein, so ergibt sich

$$R(h, h^*; d) = \frac{C \cdot U(h) \cdot V(d)}{C \cdot U(h^*) \cdot V(d)} = \frac{U(h)}{U(h^*)}. \quad (4-4)$$

Damit der Ansatz (4-2) gilt, muß $R(h, h^*; d)$ als Funktion von d für ein festes Paar (h, h^*) konstant sein.

2. $Q(h; d, d^*)$:

$$Q(h; d, d^*) = \frac{a(h, d)}{a(h, d^*)} = \frac{V(d)}{V(d^*)}, \quad (4-5)$$

wobei d^* festgehaltener Parameter ist und (4-2) verwendet wird. Der

Quotient muß somit von h unabhängig sein, damit (4-2) gilt. Diese beiden Größen R und Q wurden aus den experimentellen Werten für die Perioden $a(h,d)$ gebildet. In Fig. 18 ist für die Proben I bis IV $R(h, h^* = 0,43; d)$ für die beiden Übergänge dargestellt. Bei festem h schwanken die Werte für die verschiedenen Proben nur innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm 15\%$) um Mittelwerte, R ist also von d unabhängig. Da R als Funktion von h den Verlauf einer bei $h = h^*$ auf den Wert 1 normierten Periode darstellt, bedeutet dies, daß die Feldabhängigkeit der Strukturen über das Dickenintervall $26 \mu\text{m} \leq d \leq 115 \mu\text{m}$ dieselbe ist. Eine Mittelwertbildung für die einzelnen Werte von h , wie sie in Fig. 19 für $(NI)_T$ -Übergang und $(SI)_T$ -Übergang dargestellt ist, läßt den typischen Verlauf der experimentell gefundenen Feldabhängigkeit und die Unterschiede zwischen den beiden Übergängen deutlich erkennen.

Der Wert Q ist als Funktion von h im Intervall $0,1 < h < 0,9$ innerhalb des Meßfehlers konstant; besonders im Bereich $0,3 \leq h \leq 0,7$ ist die Schwankung der Werte gering, wie sich in Fig. 20 an einem Beispiel erkennen läßt.

Der Produktansatz (4-2) scheint sich demnach innerhalb des Intervalls $0,1 < h < 0,9$ für $(SI)_T$ - und $(NI)_T$ -Übergang zu bewähren.

4.3.3 Dickenabhängigkeit der laminaren Strukturen

Die Größe Q gibt wegen (4-5) eine Information über das Dickenverhalten der Periode. Da Q von h unabhängig ist, kann man über die Q -Werte bei verschiedenem h für die einzelnen Proben mitteln, wobei zweckmäßigerweise nur das Intervall $0,3 \leq h \leq 0,7$ berücksichtigt wird. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen $\log Q$ und $\log d$ (Fig. 21):

$$\begin{aligned} \log Q(d, d^*) &= \log A + m_Q \cdot \log d \\ \text{bzw.} \quad Q(d, d^*) &= A d^{m_Q}. \end{aligned} \quad (4-6)$$

Der Faktor A hängt von der Wahl von d^* ab. Wegen (4-5) gilt

$$V(d) = d^{m_Q}; \quad (4-7)$$

$$\text{daraus folgt} \quad A(d^*) = 1/V(d^*) = d^{*-m_Q}. \quad (4-8)$$

Durch Ausgleichsrechnung ergibt sich für die Dicken d^* jeweils ein Wert für m_Q , Mittelung über diese Werte liefert:

$$(NI)_T\text{-Übergang: } m_Q = 0,525 \pm 0,016$$

$$(SI)_T\text{-Übergang: } m_Q = 0,533 \pm 0,011.$$

Die Größe $Q(d, d^*)$ wächst also in beiden Fällen etwas stärker als proportional zu $d^{1/2}$. Innerhalb des Meßfehlers haben die beiden Übergänge für Q die gleiche Dickenabhängigkeit, nach (4-6) mit dem Exponenten

$$m_Q = 0,529 \pm 0,013.$$

Trägt man die Periode $a(h, d)$ selbst als Funktion von d doppelt logarithmisch für festes h auf, wie es in Fig. 22 für $h = 0,43$ für beide Übergänge geschehen ist, so zeigt sich der Zusammenhang

$$\log a(h, d) = \text{const.} + m(h) \cdot \log d$$

$$\text{bzw.} \quad a(h, d) = F(h) \cdot d^{m(h)} \quad (4-9)$$

$F(h)$ ist mit $U(h)$ identisch (vgl. (4-2)), da $m(h)$ nicht von h abhängt, sondern für beide Übergänge konstant (in Fehlergrenzen) und von gleichem Wert ist (Fig. 23). Im Intervall $0,3 \leq h \leq 0,7$ ergibt sich

$$m(NI)_T = 0,526 \pm 0,011$$

$$m(SI)_T = 0,532 \pm 0,011,$$

so daß man als gemeinsames Resultat

$$m = 0,529 \pm 0,010$$

in Übereinstimmung mit dem Wert m_Q angeben kann.

Bei den Bereichsbreiten $a_s(h, d)$ und $a_n(h, d)$ erhält man experimentell dieselbe Abhängigkeit von der Dicke wie bei der Periode:

$$\begin{aligned} a_s &\sim d^m(a_s); \\ a_n &\sim d^m(a_n). \end{aligned} \quad (4-10)$$

In Fig. 24 sind die Ergebnisse dargestellt, die innerhalb des Meßfehlers einen konstanten Verlauf haben und für beide Übergänge von gleicher Größe sind. Ihre Mittelwerte im Intervall $0,3 \leq h \leq 0,7$ sind folgende:

$$m(a_s) = 0,519 \pm 0,025;$$

$$m(a_n) = 0,534 \pm 0,025.$$

Diese Ergebnisse zeigen, daß Periode und Bereichsbreiten die gleiche Dickenabhängigkeit aufweisen; sie sind proportional zu d^m , wobei

$$m = 0,528 \pm 0,013$$

der gemeinsame Mittelwert ist.

Daher lassen sich die Bereichsbreiten in der Form

$$\begin{aligned} a_s(h,d) &= x_s(h) \cdot a(h,d) \\ a_n(h,d) &= x_n(h) \cdot a(h,d) \end{aligned} \quad (4-11)$$

schreiben. Da die relativen Bereichsbreiten x_s und x_n nur vom angelegten Feld, nicht aber von der Probendicke d abhängen, kann man einen Mittelwert über d bilden, der in Fig. 25 gegen h aufgetragen ist.

4.4 Modellvorstellungen für laminare Strukturen

Von LANDAU [31] und KUPER [37, 38] wurden Modelle für den Zwischenzustand mit laminaren Strukturen entwickelt. Beide Modelle setzen Gleichgewichtszustände voraus, was im Experiment nur mit Einschränkungen erfüllt ist (vgl. Abschnitt 4.3.1).

4.4.1 Das Modell von LANDAU

Das Modell nimmt als Probe eine planparallele Platte der Dicke d und unendlicher Ausdehnung an, die sich in einem zur Oberfläche senkrechten Magnetfeld H_a befindet. Wenn H_a kleiner als das kritische Feld H_C ist, bildet sich ein Zwischenzustand mit periodisch abwechselnden parallelen $n1$ und $s1$ Lamellen aus. In den $n1$ Bereichen ist das Magnetfeld kritisch, während es in den $s1$ Bereichen verschwindet. Die dabei entstehende Inhomogenität des Feldes über der Probenoberfläche und damit die Freie Energie lassen sich verringern, wenn sich die $n1$ Bereiche an der Oberfläche verbreitern.

Für das Magnetfeld werden folgende Randbedingungen aufgestellt:

1. Weit über der Probe soll das Magnetfeld seinen ungestörten Wert haben;
2. an der Probenoberfläche soll über den $s1$ Bereichen die Normalkomponente des Feldes verschwinden;
3. entlang der Phasengrenze in der Probe muß das Feld parallel zu dieser sein und den kritischen Wert H_C besitzen.

LANDAU gibt eine Funktion für das Magnetfeld an, die diese Randbedingungen erfüllt, und gelangt zu einem Ausdruck für das Profil der Phasengrenzen. Er weist jedoch die Eindeutigkeit der von ihm angegebenen Beziehung für das Magnetfeld nicht nach und begründet seine Formel auch nicht physikalisch.

Die Periode ist wesentlich von zwei Faktoren abhängig: Um die Phasengrenzen aufzubauen, ist Energie nötig, die durch den Grenzflächenenergie-Parameter Δ bestimmt und bei Typ I-Supraleitern positiv ist. Das führt zu einer möglichst groben Aufspaltung, um die Freie Energie minimal zu machen. Andererseits wird eine möglichst feine Aufspaltung die Feldinhomogenität über der Probe verringern. Daher existiert ein optimaler Wert für die Periode, für den die Freie Energie F ein Minimum ist. LANDAU findet für F den Ausdruck

$$F = \frac{H_C^2}{4\pi} \left[\frac{d \cdot \Delta}{a} + a \cdot \phi(h) \right] \quad (4-12)$$

Dabei ist a die Periode, H_C das kritische Feld, Δ der Grenzflächenenergie-Parameter und $\phi(h)$ eine tabellierte Funktion [12], die alle Abhängigkeiten vom reduzierten äußeren Feld enthält.

Minimalisieren bzgl. a liefert die Beziehung

$$a(h,d) = \sqrt{\frac{d \cdot \Delta}{\phi(h)}} \quad (4-13)$$

Diese Darstellung entspricht dem Produktansatz (4-2), wobei $C(\Delta, T) = \sqrt{\Delta(T)}$, $V(d) = d^{1/2}$ und $U(h) = \phi^{-1/2}$ ist. Für die Breiten der Lamellen ist wegen der Flußerhaltung angenommen, daß im Probeninneren

$$a_{no} = h \cdot a; \quad a_{so} = (1 - h) \cdot a \quad (4-14)$$

gilt. Der Index "o" bedeutet, daß die Bereichsbreiten ohne die Verbreiterung der n_l Bereiche an der Oberfläche anzunehmen sind. Für die Verbreiterung ergibt sich nach LANDAU:

$$\begin{aligned} \delta a_n &= a_n - a_{no} = \frac{1}{\pi} (1 - h^2) \cdot \arctan \left[\frac{2h}{1 - h^2} \right] \cdot a(h,d) \quad \text{bzw.} \\ c &= \frac{\delta a_n}{a} = \frac{1}{\pi} (1 - h^2) \cdot \arctan \left[\frac{2h}{1 - h^2} \right] \end{aligned} \quad (4-15)$$

Die Größe c stellt die relative Verbreiterung der n_l Bereiche dar. Damit wird

$$a_n = (h + c) \cdot a; \quad a_s = (1 - h - c) \cdot a. \quad (4-16)$$

Die Abhängigkeit der Bereichsbreiten (an der Oberfläche) von der Probendicke d ist demnach die gleiche wie bei der Periode a , da die relative Verbreiterung nur von h abhängt.

Für die relativen Bereichsbreiten x_n und x_s gilt

$$x_n = h + c; \quad x_s = 1 - h - c. \quad (4-17)$$

$c(h)$ besitzt bei $h \approx 0,55$ den Maximalwert $c \approx 0,22$.

4.4.2 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem LANDAU-Modell

Die in Fig. 9 und 10 gestrichelt eingezeichneten Kurven wurden nach (4-13) berechnet, wobei $\Delta = 0,086 \mu\text{m}$ eingesetzt wurde. Der Vergleich mit den experimentellen Werten zeigt, daß die Lage des Minimums vom Modell richtig wiedergegeben wird. Für $h \rightarrow 0$ liegt die LANDAU-Kurve zwischen den experimentellen Werten der beiden Übergänge, liefert also eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem Gleichgewichtszustand, während sie für $h > 0,6$ stärker ansteigt als die experimentellen Werte, also sicher über den Gleichgewichtswerten liegt. Besonders deutlich läßt sich dies in Fig. 19 erkennen, in der die Mittelwerte der normierten Periode $R(h, h^* = 0,43)$ für $(SI)_T$ - und $(NI)_T$ -Übergang dargestellt sind. Die nach LANDAU berechnete Funktion

$$R_L(h, h^* = 0,43) = \sqrt{\phi(h^* = 0,43) / \phi(h)}$$

weicht bei großem h deutlich nach oben ab.

Für die Bereichsbreiten nach (4-16) berechnete Modellkurven wurden in Fig. 11 und 12 gestrichelt eingetragen und liegen für a_n deutlich über den experimentellen Werten, für a_s dagegen darunter. Bei hohen Werten von h geht der LANDAUSche Wert für a_s stetig gegen Null, während im Experiment eine minimale Bereichsbreite beobachtet wird, bei der die $s1$ Bereiche entstehen bzw. verschwinden. In Fig. 25, in der die relativen Bereichsbreiten, die in Übereinstimmung mit dem Modell dickenunabhängig sind, über die verschiedenen Proben gemittelt dargestellt sind, werden diese Abweichungen verdeutlicht. In den Diagrammen sind jeweils zwei Gerade eingezeichnet, die $x_{s0} = 1 - h$ bzw. $x_{n0} = h$, die relativen Breiten der unverbreiterten Bereiche, darstellen, die beiden anderen Kurven sind die LANDAUSchen Werte für x_s und x_n . Die experimentellen Werte liegen zwischen den beiden Kurvenpaaren. Es tritt also eine Verbreiterung der $n1$ Bereiche auf, sie ist jedoch deutlich kleiner als vom Modell gefordert. Wie Fig. 26 zeigt, ist die experimentell gefundene relative Verbreiterung $c(h) = x_n - h$ um mehr als einen Faktor 2 kleiner als die entsprechende Größe nach LANDAU.

Die Dickenabhängigkeit ist im LANDAU-Modell durch $d^{1/2}$ gegeben, was nur wenig unter dem experimentell gefundenen Wert liegt.

4.4.3 Bestimmung des Grenzflächenenergieparameters Δ

Aus dem Ausdruck für die Periode (4-13) läßt sich der Grenzflächenenergieparameter

$$\Delta = a^2 \phi / d \quad (4-18)$$

bestimmen. In Fig. 27 ist der Mittelwert von Δ über die Proben I bis IV für die beiden Übergänge als Funktion von h dargestellt. In den Bereichen $h < 0,3$ und $h > 0,6$ treten teils erhebliche Abweichungen vom Verlauf $\Delta = \text{const.}$ auf. Für $h < 0,3$ sind sie durch die Abweichungen der Übergänge vom Gleichgewicht bedingt, für $h > 0,6$ tritt eine systematische Abnahme auf, die durch den Unterschied der experimentell ermittelten Periode zum LANDAU-Modell in diesem Bereich verursacht wird. Im Gebiet $0,3 \leq h \leq 0,6$ bleiben die Schwankungen um einen konstanten Wert in den Grenzen des experimentellen Fehlers. Außerdem sind hier die Gleichgewichtszustände am besten angenähert (vgl. Abschnitt 4.3.1), weswegen sich für den $(SI)_T$ - und den $(NI)_T$ -Übergang fast gleiche Werte ergeben, deren Mittelwert

$$\Delta = (85,8 \pm 12) \text{ nm}$$

ist und für $T = 4,2 \text{ K}$ gilt. Er liegt etwas höher als bei CODY und MILLER [34] , die $\Delta = 73 \text{ nm}$ fanden.

Nach SHARVIN gilt für $\Delta(T)$ folgende Näherung:

$$\Delta(T) = \Delta(0) \cdot (1 - T/T_c)^{-1/2} . \quad (4-19)$$

Damit ergibt sich für $\Delta(0)$ bei Blei

$$\Delta(0) = (55,4 \pm 8) \text{ nm}.$$

4.4.4 Ursachen für die Diskrepanzen zwischen LANDAU-Modell und Experiment

Bezüglich der Lage des Minimums und der Dickenabhängigkeit der Periode ist die Übereinstimmung von Modell und Experiment befriedigend. Durch das Modell wird richtig wiedergegeben, daß die Periode a und die Bereichsbreiten a_n und a_s die gleiche Dickenabhängigkeit besitzen, weswegen die Größen

x_n , x_s und c dickenunabhängig sind und das Profil der Phasengrenzen in Oberflächennähe für alle Dicken einen geometrisch ähnlichen Verlauf aufweist.

Da nach TINKHAM [6] die Höhe der Inhomogenitätszone des Magnetfeldes im wesentlichen durch L mit

$$L^{-1} \sim a_s^{-1} + a_n^{-1} = (a \cdot x_n \cdot x_s)^{-1} \quad (4-20)$$

gegeben ist, besitzt die Höhe der Inhomogenitätszone die gleiche Dickenabhängigkeit wie die Periode.

Dagegen treten für den Verlauf der Periode in Abhängigkeit von h für $h > 0,6$ Abweichungen auf, die sich besonders bei der Δ -Bestimmung auswirken. Außerdem unterscheiden sich die experimentell gefundenen Werte für die Verbreiterung der n_l Lamellen von der LANDAUSchen um mehr als einen Faktor 2. Die Feldabhängigkeit der Strukturen ist durch die LANDAUSche ϕ -Funktion gegeben, die wesentlich vom Verlauf der Phasengrenzen abhängt. Somit ist die Ursache der Unstimmigkeiten nicht zuletzt im Ansatz für den Feldverlauf zu suchen, der für das Aussehen der Phasengrenzen wesentlich ist, jedoch einer gewissen Willkür unterliegt. Unter der Voraussetzung, daß Δ für alle $h < 1$ konstant sein muß, wurden aus den Meßwerten von $a(h,d)$ für $\phi(h)$ Werte berechnet und der Verlauf dieser "experimentellen ϕ -Funktion" in Fig. 28 mit der LANDAUSchen verglichen.

Die Größe des Δ -Wertes ist ebenfalls wesentlich durch die Größe der ϕ -Funktion bestimmt, ist also auch von der Willkür bei der Berechnung der Phasengrenzen betroffen, wodurch sich eventuelle Unterschiede zu Werten erklären, die mit anderen Methoden gewonnen wurden.

4.4.5. Das Modell von KUPER

In der von KUPER entwickelten Modellvorstellung für den Zwischenzustand [37, 38] werden ebenfalls laminare Strukturen angenommen, in denen die s_l Bereiche einen ellipsoidalen Querschnitt besitzen, für den der Entmagnetisierungsfaktor angegeben werden kann. Für die Periode a ergibt sich hiermit der Ausdruck

$$a(h,d) = \left[\frac{\Delta \cdot d}{2h \cdot (1 - h)^2} \right]^{1/2}, \quad (4-21)$$

der für $h = 1/3$ ein Minimum erreicht.

Die Dickenabhängigkeit der Periode ist dieselbe wie bei LANDAU und in Übereinstimmung mit dem Experiment.

Zur Nachprüfung der Feldabhängigkeit von Gleichung (4-21) ist in Fig. 19, in der die normierte Periode (vgl. (4-4)) dargestellt ist, die Kurve für R nach (4-21) für $h^* = 0,43$ eingetragen. Dabei zeigt sich eine deutliche Abweichung von den experimentellen Werten, insbesondere auch in Bezug auf das Minimum der Periode. Auch für den Grenzflächenenergie-Parameter Δ , der sich nach (4-21) zu etwa $1 \mu\text{m}$ ergibt, d.h. um den Faktor 10 zu hoch liegt, liefert das Modell von KUPER keine befriedigende Darstellung.

4.5 Quantitative Ergebnisse bei Flußlinienstrukturen

Beim $(SI)_T$ -Übergang werden Mischstrukturen aus Makroflußliniengittern und Lamellen beobachtet, wie in Fig. 7 gezeigt ist. Um das Verhalten der Flußlinienstrukturen in Abhängigkeit von h zu beschreiben, wurden bei der Probe IV ($d = 115 \mu\text{m}$) einzelne Flußliniengitter ausgemessen.

Als "Musterbeispiel" für das Studium von Makroflußlinien wurde ein von Lamellenstrukturen umgebenes Flußliniengitter ausgewählt (der Begriff "Flußlinie" wird hier stets synonym mit "Makroflußlinie" verwendet). Die Makroflußlinien des Gitters besaßen etwa gleiche Größe und waren durch die sie umgebenden sl Lamellen vom Zustrom neuer Flußlinien abgeschirmt, so daß in dem Gitter der magnetische Fluß konstant blieb. Die Flußlinienanordnung entsprach annähernd einem Dreiecksgitter. Die wesentliche Größe zur Beschreibung eines Flußliniengitters ist die Gitterkonstante a_G , die im Falle eines zweidimensionalen Dreiecksgitters mit dem Abstand der Zentren benachbarter Flußlinien zusammenfällt. Sie hängt von der Fläche F , die vom Gitter besetzt ist, und der Zahl Z der Flußlinien des Gitters folgendermaßen ab:

$$a_G = \left[\frac{2 \cdot F}{\sqrt{3} \cdot Z} \right]^{1/2}. \quad (4-22)$$

Der Faktor $2/\sqrt{3}$ rührt von der Annahme eines Dreiecksgitters her. Es wurden F und Z als Funktion von h ermittelt, daraus $a_G(h)$ berechnet und in Fig. 29 dargestellt. Die mittlere Zahl N magnetischer Flußquanten pro Flußlinie als Funktion von h ergibt sich aus der Beziehung

$$N = \frac{h \cdot H_c \cdot F}{Z \cdot \Phi_0}, \quad (4-23)$$

wenn $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2$ das magnetische Flußquant und H_c das kritische Magnetfeld bedeuten. Der Ausdruck $\Phi_{F1} = h \cdot H_c \cdot F/Z$ stellt den magnetischen Fluß pro Flußlinie dar, da $h \cdot H_c \cdot F$ der Fluß durch das gesamte Gitter ist. Fig. 29 zeigt die Ergebnisse für die Flußquantenzahl N , die für $h \leq 0,6$ in den Fehlergrenzen (15 %) konstant ist und dann stark anwächst. Für den konstanten Bereich ergibt sich als Mittelwert

$$N = (2,59 \pm 0,13) \cdot 10^3.$$

Da innerhalb einer Flußlinie $H = H_c$ gilt, läßt sich aus ihrem Durchmesser ebenfalls N bestimmen:

$$N = \frac{H_c \cdot \pi \cdot D^2}{4 \cdot \Phi_0}, \quad (4-24)$$

Dabei wird allerdings eine Aufweitung der Flußlinien an der Oberfläche vernachlässigt, während sie in (4-23) implizit erfaßt wird. Der mittlere Durchmesser D wurde durch Ausmessen der einzelnen Flußlinien bestimmt und in Fig. 29 als Funktion von h dargestellt. Er ist im Bereich $h \leq 0,6$ praktisch konstant und besitzt in diesem Feldbereich den Mittelwert

$$D = (11,2 \pm 0,3) \mu\text{m}.$$

Damit ergibt sich für N nach (4-24)

$$N = (2,62 \pm 0,14) \cdot 10^3.$$

Ein Vergleich der beiden Ergebnisse für N zeigt, daß eine Aufweitung der Flußlinien innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit liegt.

Neben dieser nur ein einzelnes mit Flußlinien besetztes Gebiet erfassenden

Auswertung wurde auch eine Auswertung aller auf dem Probenausschnitt zur Verfügung stehenden Gebiete mit Flußlinien durchgeführt. Dabei ergab sich eine mittlere Gitterkonstante $\bar{a}_G(h)$ und eine mittlere Flußquantenzahl $\bar{N}$, deren Verlauf als Funktion von h in Fig. 30 dargestellt ist. Die Größe $\bar{N}$ hat im Bereich $0,15 \leq h \leq 0,5$ den Mittelwert

$$\bar{N} = (1,92 \pm 0,11) \cdot 10^3.$$

4.6 Diskussion der Meßergebnisse für Flußlinien

Da das oben ausgewählte Flußliniengitter von Lamellen umgeben ist, bleibt der Gesamtfluß Φ_{ges} durch das Gitter konstant. Wegen $\Phi_{\text{ges}} = h \cdot H_C \cdot F$ ergibt sich

$$F = \frac{\Phi_{\text{ges}}}{h \cdot H_C}. \quad (4-25)$$

Wird (4-25) in (4-22) eingesetzt, so folgt

$$a_G(h) = \sqrt{\frac{2 \Phi_{\text{ges}}}{\sqrt{3} \cdot h \cdot H_C \cdot Z}} \quad (4-26)$$

oder
$$a_G(h) = \text{const.} \cdot h^{-1/2}.$$

Die in Fig. 29 eingetragene Kurve $f(h) = A \cdot h^{-1/2}$, für die $A = 10,6$ gewählt wurde, stimmt für $h \leq 0,6$ mit den experimentellen Werten von $a_G(h)$ überein.

Die Konstanz des Flußliniendurchmessers D für $h \leq 0,6$ erklärt sich, wenn man die beiden Ausdrücke (4-23) und (4-24) für die Flußquantenzahl N gleichsetzt und nach D auflöst:

$$D = 2 \left[\frac{F}{\pi Z} \right]^{1/2} \cdot h^{1/2} = 2 \sqrt{\frac{\Phi_{\text{ges}}}{H_C \cdot \pi \cdot Z}}. \quad (4-27)$$

Der Ausdruck (4-27) ist konstant, da Φ_{ges} konstant ist und Z sich für $h \leq 0,6$ nicht ändert (bei der Herleitung von (4-27) wird die Aufweitung der Flußlinien vernachlässigt, da sie ohnehin innerhalb des Meßfehlers liegt).

Bei $h > 0,6$ wird es für die Flußlinien energetisch günstiger, statt weiter zusammenzurücken, zu größeren Flußlinien zu verschmelzen. Dadurch nimmt die Anzahl Z der Flußlinien des Gitters ab. Sobald Z stärker abnimmt als h anwächst (wegen (4-26)), beginnt $a_G(h)$ zu wachsen. Ebenso muß mit dem Einsetzen des Verschmelzungsprozesses D und N anwachsen.

Der minimale Abstand zwischen zwei benachbarten Flußlinien ist durch

$$a_{s,\min}(h) = a_G(h) - D(h)$$

gegeben. Beim Minimum von a_G , bei dem der Verschmelzungsprozeß einsetzt (vgl. Fig. 29), gilt

$$a_{s,\min}(h = 0,6) \approx 3 \mu\text{m}.$$

Dieser Wert ist von der gleichen Größe wie die Bereichsbreiten der s_1 Lamellen bei der Kondensation oder beim Übergang zur Normalleitung ($h \rightarrow 1$). Es scheint also eine Bereichsbreite zu existieren, unterhalb der die s_1 Bereiche instabil werden und in die normalleitende Phase übergehen. Im Falle von Flußlinienstrukturen hat dies ein Verschmelzen der Flußlinien zur Folge.

Die Mittelwerte $\bar{a}_G$ und $\bar{N}$ über den gesamten Probenausschnitt zeigen daselbe Verhalten (vgl. Fig. 30) wie die entsprechenden Größen des ausgewählten Gitters, so daß man auch auf sie die obigen Überlegungen anwenden kann. Nach (4-27) läßt sich auch ein mittlerer Durchmesser $\bar{D}$ der Flußlinien ermitteln, der sich zu $\bar{D} = (9,6 \pm 0,3) \mu\text{m}$ für $h \leq 0,5$ ergibt. Der Verschmelzungsprozeß setzt bei etwa $h = 0,5$ ein, wobei sich wieder als minimaler Abstand $\bar{a}_{s,\min}(h = 0,55) = \bar{a}_G(0,55) - \bar{D} \approx 3 \mu\text{m}$ ergibt.

4.7 Vergleich mit dem Modell von GOREN und TINKHAM

Bei dem von GOREN und TINKHAM [6] entwickelten Modell für eine Flußlinienstruktur in Dreiecksanordnung erhält man für den Anteil F_1 der Freien Energie, der auf die Bildung von Phasengrenzen zurückzuführen ist,

$$F_1 = \frac{H_c^2}{2} \cdot \frac{\Delta \cdot D \cdot d}{\pi a_G^2} \quad (4-28)$$

Infolge der Feldinhomogenität an der Probenoberfläche erhöht sich die Freie Energie um den Betrag

$$F_2 = 2 L \cdot (H_c^2 / 8\pi) \cdot h \cdot (1-h)$$

$$\text{mit} \quad L^{-1} = D^{-1} + (a_G - D)^{-1} \quad (4-29)$$

Wegen der Flußerhaltung ergibt sich für den Flußliniendurchmesser D

$$D = a_G(h) \cdot h^{1/2} \quad (4-30)$$

Schließlich erhält man durch Minimalisierung der Summe $F_1 + F_2$ bezüglich a_G für die Gitterkonstante im Gleichgewicht

$$a_G(h) = \left[\frac{2 \Delta d}{h (1-h) (1-h^{1/2})} \right]^{1/2} \quad (4-31)$$

In Fig. 29, in der die Gitterkonstante des ausgewählten Flußliniengitters dargestellt ist, ist a_G nach (4-31) mit $\Delta = 86$ nm eingezeichnet. Die Größenordnung der Modellwerte ist zwar dieselbe wie die der experimentellen Werte, jedoch ist der Verlauf der Modellkurve zu kleineren Werten von h hin verschoben.

Noch deutlicher ist die Diskrepanz beim Vergleich von $D(h)$ mit dem Modell (vgl. Fig. 29). Das Modell scheint somit ungeeignet zu sein, Flußlinienstrukturen des Zwischenzustandes bei Probendicken um 100 μm quantitativ zu beschreiben.

5. Zwischenzustandsstrukturen für Probendicken $d \sim d_s$

In diesem Abschnitt wird der Zwischenzustand für Dicken zwischen 120 μm und 11 mm anhand einer Reihe von Proben diskutiert, für die in Tabelle 5-1 der Probendurchmesser S, die Probendicke d, die Größenordnung G des mittleren Kristallitdurchmessers und der Entmagnetisierungsfaktor n des Rotationsellipsoids, das sich jeweils den Proben einbeschreiben läßt [39], angegeben sind.

Tabelle 5-1

Probe	d [mm]	S [mm]	G [mm]	n
V	0,140 $\pm$ 0,005	6,0	0,25	0,964
VI	0,169 $\pm$ 0,005	8,0	0,35	0,968
VII	0,700 $\pm$ 0,010	11,7	1	0,913
VIII	0,725 $\pm$ 0,010	11,8	1	0,910
IX	1,22 $\pm$ 0,01	5,3	EK	0,722
X	1,37 $\pm$ 0,01	5,0	1	0,683
XI	2,15 $\pm$ 0,05	12,0	1	0,771
XII	3,05 $\pm$ 0,02	3,9	1	0,398
XIII	4,83 $\pm$ 0,03	5,6	EK	0,374
XIV	10,70 $\pm$ 0,05	4,2	0,5	0,132

Bei den Proben IX und XIII, die einkristallin (EK) waren, war die Normale der Probenoberfläche in $[100]$ -Richtung orientiert.

5.1 Qualitative Beschreibung der Strukturen

Stärker als bei $d \ll d_s$ hängen bei Proben mit $d \gg d_s$ die Strukturen von der Feldänderungsrichtung ab: Beim $(\text{NI})_T$ -Übergang treten nur laminare, beim $(\text{SI})_T$ -Übergang fast ausschließlich Flußringstrukturen auf.

5.1.1 Der $(NI)_T$ -Übergang

Um die Vielfalt der Strukturen bei verschiedener Probendicke zu demonstrieren, werden Bilder von drei Proben stark verschiedener Dicke (VI, IX, XIV) verglichen. Die in Fig. 31 gezeigten Probenausschnitte stammen aus randfernen Teilen der Proben, um Einflüsse des Probenrandes auf die Strukturen zu reduzieren. Bei $h = 0,98$ beginnen beim $(NI)_T$ -Übergang die ersten sl Lamellen zu kondensieren. Fig. 31a zeigt die entstehenden Strukturen bei $h = 0,95$: Bei Probe VI und IX bilden sich sl Lamellen mit Längen größer als 1 mm. Ihre Kondensation setzt an einem punktförmigen "Keim" ein, dann verschieben sich die Lamellen in der Probe, bis sie eine optimale Lage gefunden haben. Bei der Probe XIV dagegen erreichen die entstehenden Lamellen nur eine Länge von der Größe 0,2 mm. Sie lassen sich leicht durch fast gerade Linien verbinden. Die Einzelabschnitte eines solchen "Linienzuges" entstehen in zeitlicher Aufeinanderfolge, wobei sie stets von randnäheren nach randferneren Gebieten verlaufen. Die Breiten der kondensierenden Bereiche variieren etwa um einen Faktor 2 und wachsen mit der Probendicke.

Bei weiterer Erniedrigung des äußeren Feldes ordnen sich bei den Proben VI und IX die sl Bereiche parallel zueinander an. Von $h = 0,90$ an füllen sich bei Probe IX die nl Bereiche zwischen den sl Lamellen mit kurzen sl Lamellen, die sich senkrecht zu den Lamellen der Grobstruktur einstellen. Diese Anordnung resultiert aus den Abschirmströmen in den Bereichswänden, die mit gleichem Rotationssinn fließen und deshalb eine abstoßende Wechselwirkung aufeinander ausüben. Die elektrodynamischen Wechselwirkungskräfte werden minimal, wenn sich die kurzen Bereiche senkrecht zur Grobstruktur anordnen. (Durch ein Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche in Richtung der großen Lamellen lassen sich die kurzen Bereiche drehen, so daß sie eine unterbrochene Linie zwischen den Lamellen bilden). Diese kurzen sl Lamellen bilden eine periodische Feinstruktur in den nl Bereichen (Fig. 31b). In Probe XIV dagegen bleiben die anfangs entstandenen Bereiche im wesentlichen erhalten und vergrößern sich durch Vereinigung mit geeignet orientierten, bereits vorhandenen sl Bereichen. Es entwickelt sich eine "statistisch" verteilte Struktur besonders ausgezeichneter Bereiche großer Breite; die nl Phase zwischen diesen Bereichen füllt sich mit sl Bereichen von 0,05 bis 0,1 mm Länge, die sich senkrecht zu den größeren Nachbarn einstellen.

Bei weiterer Felderniedrigung ($h = 0,65$) beginnt sich auch bei Probe VI eine

Feinstruktur auszubilden, indem aus den s1 Lamellen "dornenartig" s1 Bereiche herauswachsen und in den n1 Bereichen punktförmige s1 Einschlüsse bilden (Fig. 31c; $h = 0,60$). Bei der dickeren Probe IX beginnen sich ebenfalls dornenförmige Verästelungen der langen s1 Lamellen zu bilden. Die Feinstruktur bei der Probe XIV enthält s1 Bereiche mit noch wesentlich vielfältigeren Formen und Größen.

Bei $h = 0,45$ (Fig. 31d) erreicht die Periodizität der Lamellen bei den Proben VI und IX ihr Minimum; bei Probe VI wird $a_s = a_n$, ähnlich wie bei Probendicken $d < d_s$, während bei Probe IX immer noch $a_n > a_s$ ist. Jedoch beginnen sich hier die s1 Einschlüsse in den n1 Bereichen mit den s1 Lamellen der Grobstruktur zu verbinden, wodurch bei weiter abnehmendem Feld ein mäanderartiger Charakter der n1 Bereiche entsteht. Ein ähnlicher Vorgang ist auch bei Probe XIV zu beobachten.

Bei $h = 0,25$ (Fig. 31e) überwiegt bei allen Proben der s1 Anteil. Während bei der Probe VI die n1 Bereiche unregelmäßig gekrümmte Lamellen bilden, besitzen sie bei der Probe IX mäanderartige Gestalt und bei der Probe XIV entsteht ein Mäandersystem, das die Probenoberfläche überspannt. Für $h \approx 0$ wandert der magnetische Fluß aus den Proben, nachdem die Verbindung zwischen den einzelnen Lamellen abgerissen ist.

Fig. 31 zeigt, daß bei allen Proben mit $d > d_s$ Feinstruktur auftritt, bei $d \approx d_s$ nur angedeutet, bei wachsender Probendicke dann immer stärker ausgeprägt; es wächst auch der Feldbereich, in dem sie beobachtet wird. Bei den dünneren Proben (VI, IX) können sich die leicht beweglichen s1 und n1 Lamellen parallel ausrichten, bei dicken Proben (XIV) sind die zuerst entstandenen Bereiche von $h = 1$ bis $h = 0$ fast unbeweglich. Für getempertes polykristallines Material bis zu etwa 3 mm Dicke, bei extrem grob- bzw. ein-kristallinem Material bis etwa 5 mm Dicke läßt sich eine periodisch ausgerichtete Grobstruktur beobachten. Der Grund für die Unbeweglichkeit der Bereiche bei den dicken Proben liegt wohl in der Behinderung durch innere Korngrenzen. Am Probenrand konnte die Bildung eines s1 Ringes (Fig. 32) bei Einsetzen der Kondensation beobachtet werden, auf den schon bei Proben mit $d < d_s$ (vgl. Abschnitt 4.1.4) hingewiesen wurde. Der Mantel der zylindrischen Probe wird zuerst supraleitend, was sich eventuell mit Hilfe der GINSBURG-LANDAU-Theorie als Oberflächensupraleitung erklären läßt [36].

5.1.2 Der (SI)_T-Übergang: Randstruktur

Am Probenrand, wo das magnetische Feld infolge des MEISSNER-Effektes zuerst den kritischen Wert annimmt, bildet sich eine Eindringzone mit Zwischenzustandsstrukturen. Der magnetische Fluß dringt erst bei einem Schwellenfeld h_1 vollständig in die Probe ein, das mit wachsendem Verhältnis $q = d/S$ gegen 1 geht (Fig. 33). Das durch die Feldverdrängung verzerrte Feld erreicht nämlich bereits bei einem Wert h_1 des ungestörten Feldes den kritischen Wert an den Probenkanten, während es erst bei $h = h_2$ am Probenäquator kritisch wird. Je größer die Differenz $h = h_2 - h_1$, die mit q wächst, ist, desto breiter wird die Eindringzone.

In Fig. 34 ist der Eindringvorgang an der Probe XIV dargestellt: Bei $h \approx 0,4$ erscheinen am Probenrand radial ausgerichtet n_l Lamellen, die mit wachsendem Feld in radialer Richtung vordringen (Fig. 34a-c). In der Nähe des Randes ist in den Lamellen kaum Feinstruktur zu beobachten. Bei $h = 0,88$ schließlich löst sich an den Spitzen der Lamellen magnetischer Fluß in Form von Flußringen und sammelt sich im Probenzentrum (Fig. 34d; $h = 0,90$). Die zentrale Zone wird von der Eindringzone durch einen s_l Ring abgegrenzt, der für $h \rightarrow 1$ zum Probenrand hinwandert.

Die Ausbildung der Feinstruktur in den radialen Lamellen nimmt zur Probenmitte hin zu, was sich durch das Zusammenwirken zweier Effekte erklären läßt:

1. Die n_l Bereiche sehen an der Grenze zur s_l Zone eine größere Probendicke als weiter außen (vgl. Fig. 35). Die Entfaltung der Feinstruktur aber wächst mit der Probendicke (vgl. Abschnitt 5.1.1).
2. Das lokale mittlere Feld nimmt in Richtung des Probenradius zum Zentrum hin ab. Bei hohem Feld ist die Feinstruktur - wenn überhaupt vorhanden - weniger gut ausgebildet als bei kleinerem Feld.

Während ein Teil des magnetischen Flusses, der sich im Probenzentrum sammelt, bei $h = 0$ als eingefrorener Fluß in der Probe bleibt, verschwinden die Strukturen der Randzone wieder völlig aus der Probe, wenn $h \rightarrow 0$ geht, sind also reversibel, da die Randzone nur an den Kanten der Probe existiert (vgl. Fig. 35) und hier entsprechend der Deformation des Feldes am Probenrand mehr oder weniger weit eindringt. Die Strukturen sehen daher nicht eine

Probe konstanter Dicke, sondern eine keilförmige Probe, bei der sich der magnetische Fluß bei möglichst kleiner Dicke ansammelt (vgl. Abschnitt 3.2). Wird das äußere Feld verkleinert, wandert er in Gebiete kleinerer Proben- dicke, also zum Rand hin.

Zum Probenzentrum kann nur magnetischer Fluß gelangen, nachdem am Proben- äquator das kritische Feld erreicht ist und sich der Fluß über die ganze Probendicke hin im Supraleiter befindet und damit frei beweglich wird.

5.1.3 (SI)_T-Übergang: Strukturen im Probenzentrum

Die für die einzelnen Proben unterschiedlichen Eindringfelder machen eine Gegenüberstellung verschiedener Proben bei festen h -Werten unmöglich. Es wird daher anhand von drei nacheinander vorgestellten Beispielen (Probe VI, IX, XIII; vgl. Tabelle 5-1) die Entwicklung der Strukturen im Proben- zentrum als Funktion von h und d gezeigt. In Probe VI (nur wenig über der kritischen Dicke) dringt der magnetische Fluß in Form von Flußlinien ein, die noch keine s_1 Einschlüsse besitzen (Fig. 36a; $h = 0,20$). Erst bei höherem Feld beginnen in den Flußlinien und auch in den n_1 Lamellen, die sich bilden, Einschlüsse aufzutreten (Fig. 36b; $h = 0,40$). Während bei wachsendem Feld der Lamellenanteil allmählich überwiegt, beginnen ab etwa $h = 0,5$ Flußlinien miteinander zu größeren Einheiten zu verschmelzen (Fig. 36c; $h = 0,65$). Bei hohem Feld bilden sich die Strukturen auf einige wenige teilweise netzförmig miteinander verbundene s_1 Lamellen zurück. Eine Fein- struktur ist nicht mehr vorhanden (Fig. 36d; $h = 0,86$).

Die Feinstruktur tritt also nur in einem Teil des Intervalls $0 < h < 1$ auf. Bei hinreichend hohen und niedrigen Feldern verschwindet sie. Der Übergang von Strukturen ohne zu Strukturen mit Feinstruktur mit der Probendicke ist fließend, wie die nur unvollständig ausgebildete Feinstruktur zeigt.

Bei der Probe IX dringt bei $h = 0,4$ magnetischer Fluß in Form von Flußringen mit jeweils einem einfach zusammenhängenden s_1 Einschluß in das Zentrum der Probenoberfläche ein, das so von innen nach außen mit Flußringen aufge- füllt wird. In Fig. 37a ($h = 0,50$) ist bereits eine Glättung der Wände der Flußringe, die ursprünglich gelappt waren, eingetreten. Bei einer Reihe von Flußringen ist der Einschluß in mehrere zerfallen, wobei meist einer stern- förmig ist, während die anderen punktförmige Gestalt haben, was auf eine

Umordnung des magnetischen Flusses in den Flußringen infolge der Wandglättung zurückzuführen ist. Ein Zusammenhang zwischen der Zähligkeit (= Zahl der Zacken) der sternförmigen Einschlüsse und der Kristallstruktur, wie er in [15] vermutet wurde, besteht nicht. Aufgrund der Kristallorientierung von Probe IX müßte nach [15] 4-Zähligkeit herrschen; in Fig. 37a liegen jedoch meist andere Zähligkeiten vor. Durch das Verschmelzen einzelner Flußringe, das bei $h \approx 0,5$ einsetzt, entstehen ebenfalls Flußringe mit mehreren Einschlüssen.

Bei wachsendem Feld entwickelt sich aus den Flußringen eine Wabenstruktur (Fig. 37b; $h = 0,70$). Diese Waben können sich im Gegensatz zu den Flußringen nicht mehr frei gegeneinander, sondern nur noch in ihrer Gesamtheit verschieben. Sie besitzen die Form unregelmäßiger Vielecke, wobei am häufigsten das Sechseck auftritt. Durch Verschwinden einzelner Wände wird das Wabennetz immer großmaschiger, während die Einschlüsse sich auf punktförmige Gestalt reduzieren und schließlich verschwinden (Fig. 37c; $h = 0,85$). Bei $h = 0,9$ ist keine Feinstruktur mehr zu beobachten.

Bei dicken Proben (Probe XIII; Fig. 38) sind die Formen der Flußringe wesentlich differenzierter und besitzen bereits beim Eindringen mehrere voneinander isolierte Einschlüsse, die sich bei Erhöhung des Feldes auf punkt- oder strichförmige Gestalt zusammenziehen. Die weitgehende Ausrichtung der Einschlüsse ist durch Vorzugsrichtungen bedingt, da die Probe XIII einkristallin ist [24]. Im Gegensatz zu dünneren Proben verschwindet die Feinstruktur in den Waben erst, wenn $h \rightarrow 1$ geht und auch die übrige Probe normalleitend wird.

5.2 Quantitative Ergebnisse beim (NI)-Übergang

5.2.1 Grobstruktur

Als quantitative Größe bietet sich die Periodizität der Lamellenstruktur an, deren Ausbildung jedoch die Probendicke Grenzen setzt. Für $d > 5$ mm ist eine regelmäßig ausgebildete Lamellenstruktur nicht mehr zu beobachten.

Für $d < 5$ mm wurde an einer Reihe von Proben die Periode $a_0(h,d)$ ausgemessen. Einige Beispiele sind in Fig. 39 dargestellt. Der experimentelle Fehler der

Meßpunkte ist wie bei den Proben mit $d < d_s$ (vgl. Abschnitt 4.2.1) mit 10 % und für große Werte von h bei den dicksten Proben (XII, XIII) mit etwa 20 % anzusetzen, da hier weniger meßbare Stellen in den Bildausschnitten zur Verfügung standen. Der Verlauf der Periode $a_o(h,d)$ ist ähnlich dem von Proben mit $d < d_s$ (vgl. Fig. 9): Er besitzt ein Minimum, das in allen Fällen bei $h = 0,43 \pm 0,05$ liegt, also beim gleichen Wert wie bei dünnen Proben.

Die Breiten $a_s(h,d)$ der sl Bereiche wurden im Intervall $d_s < d < 11$ mm ausgemessen. Der Meßfehler betrug dabei 10 %. Fig. 40a zeigt einige Beispiele. Im Gegensatz zu den Proben mit $d < d_s$ wachsen die Bereichsbreiten nicht monoton mit wachsendem d , sondern $a_s(h=\text{const.}, d)$ durchläuft bei $3 \text{ mm} \leq d < 4,8 \text{ mm}$ ein Maximum. Bei den ausgewerteten Proben wurden die größten Werte bei $d = 3,05$ gefunden, die Werte für $d = 4,83 \text{ mm}$ lagen etwas darunter, für $d = 10,70 \text{ mm}$ waren sie deutlich niedriger. Lediglich für $h = 0,98$ besaßen die Werte einen monoton wachsenden Verlauf. Bemerkenswert ist, daß a_s als Funktion von h nicht mit abnehmendem h von Null an wächst, sondern die sl Bereiche bereits bei der Kondensation eine deutlich von Null verschiedene Breite besitzen. Für $h \rightarrow 0$ wächst $a_s(h,d=\text{const.})$ monoton an. Die Breiten der nl Bereiche $a_n(h,d)$ wurden für die Proben, bei denen eine periodische Struktur beobachtet wurde ($d < 5 \text{ mm}$) ausgemessen. Sie wachsen mit h für festes d monoton an; bei festem h nimmt $a_n(h,d)$ mit der Probendicke zu (Fig. 40b).

5.2.2 Die Feinstruktur

Die Entfaltung der Feinstruktur in den nl Bereichen erwies sich in Abschnitt 5.1 als dickenabhängig. Insbesondere ist das äußere Magnetfeld $h_F(d)$, bei dem beim $(\text{NI})_T$ -Übergang erstmals Feinstruktur auftritt, eine Funktion der Dicke d . Mit wachsendem d nähert es sich asymptotisch dem Feld, bei dem die erste Kondensation von sl Bereichen zu beobachten ist (Fig. 41a).

Als charakteristische Größe für die Verteilung der sl Einschlüsse in den nl Bereichen läßt sich eine Periodizität der Feinstruktur $a_F(h,d)$ durch die Entfernung vom Rand eines sl Einschlusses zum entsprechenden Rand des nächsten benachbarten Einschlusses definieren (Fig. 41b zeigt dies schematisch).

Diese Größe $a_F(h,d)$ wurde für die Proben VII bis XIV als Funktion des äuße-

ren Feldes ausgemessen (bei den Proben V und VI war sie für eine quantitative Auswertung zu wenig ausgebildet). Der Meßfehler betrug dabei 20 % . In Fig. 42a ist die Feinstrukturperiode $a_F(h,d)$ für einige Proben dargestellt. Ihr Verlauf besitzt in allen Fällen bei $h = 0,45 \pm 0,05$ ein Minimum und ist für alle d von der gleichen Größenordnung, weswegen in Fig. 42b der Mittelwert über d als Funktion von h dargestellt ist.

5.3 Diskussion der Meßergebnisse beim $(NI)_T$ -Übergang

5.3.1 Produktansatz für die Periode $a_0(h,d)$ der Grobstruktur

Um die Periode $a_0(h,d)$ zu beschreiben, wird ein Produktansatz gemacht (vgl. Abschnitt 4.3.2):

$$a_0(h,d) = C(\Delta, T) \cdot U(h) \cdot V(d). \quad (5-1)$$

C ist im vorliegenden Fall konstant, da T und Δ nicht variiert wurden.

Es wird die Gültigkeit des Ansatzes (5-1) analog wie in Abschnitt 4.3.2 geprüft, indem die Größen R (4-3) und Q (4-5) gebildet werden.

$R(h, h^* = 0,43; d)$ erweist sich dabei innerhalb eines experimentellen Fehlers von 20 % für festes h als Funktion von d als konstant. In Fig. 43 sind die Mittelwerte von $R(h, h^* = 0,43)$ über die verschiedenen d -Werte als Funktion von h dargestellt. Sie stellen den Verlauf einer mittleren Periode dar, die auf den Wert 1 für $h = 0,43$ normiert ist, und beschreiben die Feldabhängigkeit von $a_0(h,d)$. Ein Vergleich mit Fig. 19, in der die analoge Größe für $d < d_s$ aufgetragen ist, zeigt weitgehende Übereinstimmung des Verlaufes innerhalb der experimentell bedingten Streuung. Die Minima liegen beim gleichen Feldwert. Für $h < 0,7$ stimmt der Verlauf mit den Werten des $(NI)_T$ -Überganges für $d < d_s$ überein, für $h > 0,7$ wächst jedoch bei dicken Proben R etwas schwächer an und nähert sich den Werten des $(SI)_T$ -Überganges für $d < d_s$.

Die Größe $Q(h; d, d^*)$ ist innerhalb des experimentellen Fehlers von h unabhängig, wie in Fig. 44 an einem Beispiel, in dem $Q(h; d, d^* = 1,22 \text{ mm})$ als Funktion von h dargestellt ist, gezeigt wird.

Somit erweist sich der Ansatz (5-1) als sinnvoll.

$Q(h;d,d^*)$ enthält die Dickenabhängigkeit der Periode. In Fig.45 sind die Mittelwerte von Q für $0,3 \leq h \leq 0,7$ als Funktion von d dargestellt, wobei sich zeigt, daß

$$\log Q \sim \log d \quad \text{oder} \quad Q \sim d^{m_Q} \quad (5-2)$$

ist. Für den Exponenten m_Q ergibt sich mittels Ausgleichsrechnung für das Intervall $0,3 \leq h \leq 0,7$

$$m_Q = 0,595 \pm 0,015.$$

Berücksichtigt man den gesamten Feldbereich $h < 1$, so erhält man $m_Q = 0,582 \pm 0,015$. Dieser Wert ist etwas kleiner, da die Q -Werte für $h \rightarrow 1$ bei den beiden dicksten Proben etwas abfallen (vgl. Fig. 44).

5.3.2 Dickenabhängigkeit der Periode $a_0(h,d)$

Wird $\log a_0(h,d)$ für festes h aufgetragen, so ergibt sich der Zusammenhang (Fig. 46)

$$a_0(h,d) = C(\Delta, T) \cdot U(h) \cdot d^m. \quad (5-3)$$

Der Exponent m ist in Fig. 47 als Funktion von h dargestellt. für $0,25 \leq h \leq 0,7$ ergibt sich als Mittelwert

$$m = 0,593 \pm 0,015,$$

während bei Berücksichtigung aller Werte für $h < 1$

$$m = 0,582 \pm 0,015$$

gefunden wird. Es ergibt sich also - wie erwartet - $m = m_Q$, so daß zwei verschiedene Rechenwege das gleiche Ergebnis für die Dickenabhängigkeit der Periode liefern.

Für $d > d_s$ liegt m deutlich über dem Wert für $d < d_s$ (vgl. Abschnitt 4.3.3). Die Ursache hierfür liegt im Auftreten der Feinstruktur: Die Feldinhomogenität über der Probenoberfläche strebt eine möglichst feine Periodizität an, da sie mit der Periode wächst. Die Feinstruktur vermindert den Einfluß der laminaren Periode auf die Feldinhomogenität, während die zur Bildung der Phasengrenzen notwendige Energie weiterhin zur Vergrößerung der Periode drängt, woraus ein stärkeres Anwachsen der Periode mit der Probendicke als bei $d < d_s$ resultiert. Der Abfall von m für großes h ($h > 0,75$) läßt sich durch den Meßfehler erklären, jedoch ist auch ein prinzipieller Grund denkbar: Da bei hohem h die Feinstruktur weniger ausgeprägt ist als bei kleinerem h , nähert man sich einer reinen Lamellenstruktur an. Daraus folgt, daß für $h \rightarrow 1$ $m(h, d > d_s)$ gegen $m(h, d < d_s)$ gehen muß, was bedeuten würde, daß die Forderung eines konstanten m -Wertes für großes h aufgegeben werden müßte.

5.3.3 Dickenabhängigkeit der Bereichsbreiten an der Probenoberfläche

Die Dickenabhängigkeit der Bereichsbreiten ist im Gegensatz zu $d < d_s$ (vgl. Abschnitt 4.3.3) nicht mehr dieselbe wie bei der Periode $a_0(h, d)$, da in den n_1 Bereichen Feinstruktur auftritt. Mit wachsender Probendicke wird ein immer größerer Anteil der s_1 Phase an der Oberfläche in die Feinstruktur verlagert, weshalb die s_1 Bereiche bei einem festen h^* nicht mehr eine Breite $a_s(h^*, d) \approx (1 - h^*) a_0(h^*, d)$ besitzen, wie es ohne Feinstruktur sein müßte, sondern $a_s(h^*, d)$ als Funktion von d für nicht zu großes h bei $d \approx 3$ mm ein Maximum besitzt (Fig. 48; zur Verdeutlichung des Effektes wurden graphisch Interpolationskurven gezeichnet). Dieses Maximum erklärt sich folgendermaßen: Bei festem h liefern breitere s_1 Bereiche einen größeren Gewinn an Kondensationsenergie, da keine zusätzlichen Phasengrenzen entstehen wie bei der Bildung von Feinstruktur. Jedoch wächst die Feldinhomogenität über der Probe bei einer größeren Breite der bestehenden s_1 Bereiche stärker an als bei der Entstehung von Feinstruktur. Die Energiebilanz bestimmt, in welchem Maße Feinstruktur und Bereichsbreiten wachsen. Für $d \geq 3$ mm scheint die Bildung von Feinstruktur energetisch günstiger zu sein als ein Wachstum von a_s mit wachsendem d bei festem h .

Die relative Bereichsbreite $x_s = a_s/a_0$ ist für alle $d > d_s$ als Funktion von h kleiner als $1 - h$ (Fig. 49a). Während jedoch für $d = 0,14$ mm die Abweichung von $1 - h$ gering ist (analog den Verhältnissen für $d < d_s$), wächst sie mit

zunehmendem d an. Fig. 49b zeigt x_s für einige feste h -Werte als Funktion von d : Es nimmt für $d < 0,7$ mm stark ab, da sich hier die Feinstruktur auszubilden beginnt und ihr Anteil an der Probenoberfläche überproportional zur Periode a_0 anwächst, für $0,7 \text{ mm} \leq d \leq 3 \text{ mm}$ ist x_s konstant, d.h. $a_s \sim a_0$, für $d > 3 \text{ mm}$ nimmt x_s wieder ab, was durch die zunehmende Bedeutung der Feinstruktur bedingt ist. Im Gegensatz zu $d < d_s$ ist x_s nicht mehr dickenunabhängig. Die Breite der $n1$ Bereiche $a_n = a_0 - a_s$ ist daher für alle d größer als $h \cdot a_0$ (Fig. 50a). Die Größe $x_n = a_n/a_0 = 1 - x_s$ gibt ein Maß für das Wachstum mit d (Fig. 50b).

Die relative Verbreiterung $c = x_n - h$ gibt die Differenz der Breite der $n1$ Bereiche an der Oberfläche zur Breite weit von der Oberfläche entfernt im Inneren der Probe, wo der Einfluß der Feldinhomogenität verschwindet und die Bereichsbreiten wegen der Flußerhaltung proportional zu h bzw. $1 - h$ sein müssen. Sie ist repräsentativ für die Bedeutung der Feinstruktur an der Oberfläche: Je größer c , desto entwickelter ist die Feinstruktur (vgl. Fig. 51).

5.3.4 Interpretation der Feinstruktur

Durch die Annahme, bei der Feinstruktur handle es sich um durch die ganze Probe gehende $s1$ Bereiche, wird die Gesamtfläche der Phasengrenzen stark vergrößert und die Gesamtenergie erheblich erhöht, da für Typ I-Supraleiter die Grenzflächenenergie positiv ist. Wegen des kleinen Volumens der Feinstruktur-Bereiche ist jedoch der Gewinn an Kondensationsenergie wesentlich geringer als bei Bereichen der Grobstruktur. Deshalb wird aufgrund der Energiebilanz die Annahme, die Feinstruktur durchsetze die ganze Probe, unwahrscheinlich.

Zudem ist die Inhomogenität des äußeren Feldes über der Probenoberfläche, die zur Bildung der Feinstruktur führt, ein Oberflächeneffekt, der die Bereichsstrukturen in Oberflächennähe beeinflusst, nicht aber in Teilen der Probe, die weit von der Oberfläche entfernt sind. So gilt in der Probenmitte, $d/2$ von der Oberfläche entfernt, lediglich der Grundsatz, möglichst wenig Phasengrenzfläche zu erzeugen, weshalb hier das Wachstum vorhandener Bereiche vor der Bildung einer Feinstruktur den Vorzug hat. Wegen der Flußerhaltung ist die Breite der $s1$ Bereiche in der Probenmitte $a_{s0} = (1 - h) \cdot a_0$

und analog $a_{no} = h \cdot a_o$. Der magnetische Fluß durch die nl Bereiche verursacht dort ein Feld $H = H_c$, in den sl Bereichen ist $H = 0$.

Die Inhomogenität des äußeren Feldes reicht bis in eine Höhe der Größenordnung a_s oberhalb der Probenoberfläche [6]. Die Tendenz, sie zu verkleinern, führt zu einer Verkleinerung von a_s gegenüber a_{so} , wodurch a_n gegenüber a_{no} verbreitert wird. Da der magnetische Fluß durch die nl Bereiche über die ganze Probendicke hin konstant ist, muß das mittlere Feld in den nl Bereichen an der Oberfläche kleiner als in der Probenmitte sein, denn aus

$$H_{\text{Oberfl}} = \frac{\Phi}{a_n} \text{ und } H_c = \frac{\Phi}{a_{no}} \text{ folgt wegen } \frac{\Phi}{a_n} < \frac{\Phi}{a_{no}} : H_{\text{Oberfl}} < H_c. \quad (5-6)$$

Das Feld im nl Bereich wird somit in Oberflächennähe, nicht aber in der Probenmitte unterkritisch. Damit kann in Oberflächennähe ein sl Bereich entstehen, nicht aber in der Probenmitte. Es kondensiert somit ein Bereich, ein sog. "sl Einschluss", der nur in Oberflächennähe existiert, und das Feld im ihn umgebenden nl Bereich wieder näher an den kritischen Wert bringt, da dorthin der magnetische Fluß, der vorher an der Stelle des neu entstandenen sl Bereiches war, verdrängt wird.

Auf diese Weise entsteht in den nl Bereichen eine periodische Struktur von sl Einschlüssen. Bei Erniedrigung des äußeren Feldes vergrößern sich diese Einschlüsse, wodurch die durch sie erzeugte Feldinhomogenität zunimmt, so daß sich schließlich zwischen den bereits vorhandenen Einschlüssen neue sl Bereiche bilden, um die Inhomogenität des Feldes zu verkleinern, also eine "zweite Generation" der Feinstruktur entsteht. Je nach Probendicke entstehen im Verlauf des Überganges unterschiedlich viele "Generationen", so daß an der Oberfläche bei festem h immer die gleiche Periodizität der Feinstruktur zu beobachten ist, was die Dickenunabhängigkeit von $a_F(h,d)$ erklärt.

Die über alle Probendicken gemittelte Feinstrukturperiode zeigt einen ähnlichen Verlauf mit h wie die Periode für unverzweigte laminare Strukturen bei einer Probendicke von etwa $100 \mu m$ (vgl. Fig. 42b, wo eine nach dem LANDAU-Modell [31] berechnete Kurve für $a(h,d=100 \mu m)$ eingezeichnet ist). Das läßt den Schluß zu, daß die zuletzt entstandene "Generation" der Feinstruktur von der Oberfläche aus gerechnet in eine Tiefe der Größenordnung $100 \mu m$ reicht.

Durch die sl Einschlüsse wird somit eine Aufspaltung der nl Bereiche an der Oberfläche erzeugt, so daß man auch von einer "Verzweigung" der nl Bereiche sprechen kann.

5.4 Das Modell von LIFSHITZ und SHARVIN

LANDAU entwickelte eine Modellvorstellung (das sog. "Verzweigungsmodell") [40], wobei er annahm, daß sich die nl Lamellen zur Oberfläche hin in unendlicher Folge verzweigen, wodurch die Strukturen an der Oberfläche unendlich fein und daher nicht mehr beobachtbar werden, was sich experimentell jedoch nicht bestätigte. LIFSHITZ und SHARVIN [41] modifizierten das Modell, indem sie nur noch eine endliche Folge von Verzweigungen zuließen und so an der Oberfläche beobachtbare Strukturen erhielten.

5.4.1 Beschreibung des Modells von LIFSHITZ und SHARVIN

Als Probe wird eine unendlich ausgedehnte Platte der Dicke d in einem Magnetfeld senkrecht zur Oberfläche angenommen, das eine Aufspaltung der Probe in nl und sl Bereiche verursacht. Diese Bereiche sind in der Probenmitte zum Feld parallele Lamellen mit Breiten proportional zu h bzw. $1 - h$; die nl Bereiche verzweigen sich in Oberflächennähe sukzessive p -mal. Die verzweigten nl Lamellen an der Oberfläche verbreitern sich analog dem LANDAU-Modell für laminare Strukturen [31] (vgl. Abschnitt 4.4.1). Damit erhalten LIFSHITZ und SHARVIN für die Freie Energie F den Ausdruck

$$F = \frac{H_c^2}{4\pi} \left[\frac{\phi(h) \cdot a_0}{2^p} + \frac{\sqrt{a_0 \cdot h \Delta} (1 - h)}{\sqrt{2} - 1} (1 - 2^{-p/2}) + \frac{d\Delta}{a_0} \right], \quad (5-5)$$

wobei ϕ die LANDAUSche ϕ -Funktion (vgl. Abschnitt 4.4.1), p der Verzweigungsgrad und a_0 die Periode der unverzweigten Bereiche ist. Durch Minimalisieren von (5-5) bzgl. a_0 und p folgt

$$a_0 = 0,882 h^{-1/3} (1 - h)^{-2/3} \Delta^{1/3} d^{2/3}; \quad (5-6)$$

für die Periode a_p der verzweigten Bereiche ist wegen

$$a_p = 2^{-p} a_0 \quad (5-7)$$

$$a_p = 1,46 h (1 - h)^2 \phi^{-2} \Delta \quad (5-8)$$

Für den Grad p der Verzweigung ist

$$2^p = 0,605 \phi^2 h^{-4/3} (1 - h)^{-8/3} (d/\Delta)^{2/3} \quad (5-9)$$

Wegen (5-7) gilt auch

$$p = (\ln a_0 - \ln a_p) / \ln 2 \quad (5-10)$$

Das Minimum der Periode $a_0(h,d)$ liegt bei $h = 1/3$, ihre Dickenabhängigkeit ist proportional zu $d^{2/3}$. Nach der Beziehung (5-8) ist die Periode a_p der verzweigten Bereiche dickenunabhängig, d.h. die n_l Bereiche verzweigen sich zur Oberfläche hin jeweils so oft, daß dort die Struktur immer dieselbe Feinheit besitzt, wodurch die Feldinhomogenität über der Probe von der Probendicke unabhängig wird.

5.4.2 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell

Wenn man die beobachtete Grobstruktur als unverzweigte Struktur und die Feinstruktur als verzweigte Struktur interpretiert, läßt sich ein Vergleich mit dem Modell von LIFSHTZ und SHARVIN durchführen. Die Verzweigung der beobachteten Strukturen ist jedoch nicht vollständig, da andernfalls eine Grobstruktur an der Probenoberfläche von der Feinstruktur nach der Modell-Vorstellung nicht unterscheidbar wäre.

Nach (5-6) mit $\Delta = 86 \text{ nm}$ (vgl. Abschnitt 4.4.3) berechnete Modellkurven wurden mit dem Verlauf der beobachteten Periode $a_0(h,d)$ verglichen (Fig.39), wobei sich zeigte:

Die Modellkurven liegen in der Größenordnung der experimentellen Werte. Während jedoch im Modell bei $h = 0,33$ die Periode minimal wird, ist dies im Experiment bei $h = 0,43$ der Fall, wodurch sich die beobachtete Periode

für $h \rightarrow 0$ immer stärker von den Modellwerten unterscheidet, während im Bereich $h > 0,5$ die Differenz kleiner wird.

Diese Feldabhängigkeit läßt sich anhand der normierten Periode $R(h, h^* = 0,43)$ gut mit dem Modell vergleichen, wozu in Fig. 43 die entsprechende Modellkurve eingezeichnet wurde. Die Verschiebung im Bereich $h > 0,5$ läßt sich durch eine gehemmte Ausbildung der Strukturen ähnlich wie beim $(NI)_T$ -Übergang von Proben mit $d < d_g$ motivieren (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Während im Experiment $a_0 \sim d^{0,59}$ ist, liefert das Modell für die Dickenabhängigkeit $a_0 \sim d^{2/3}$. Dies hat zur Folge, daß sich die theoretischen Kurven als Ganzes relativ zu den experimentellen Werten mit wachsendem d nach oben verschieben (vgl. Fig. 39). Ursache für diesen Unterschied könnte sein, daß die beobachteten Strukturen zwischen einer völlig unverzweigten Struktur, für die $m \approx 1/2$ ist, und einer vollständig verzweigten Struktur liegt, wie sie das Modell annimmt.

Die Periodizität der Feinstruktur ist in Übereinstimmung mit dem Modell dickenunabhängig, was als Hinweis auf die Brauchbarkeit der Verzweigungsvorstellung angesehen werden kann. Allerdings unterscheiden sich die Modellwerte im mittleren Feldbereich etwa um einen Faktor 2 vom Experiment (vgl. Fig. 42b).

Die Beziehung (5-9) liefert wesentlich zu große Minstdicken, für die eine p -fache Verzweigung auftreten kann. Für $p = 1$ sollte z.B. $d = 0,75$ sein, während bereits bei wesentlich geringeren Probendicken Feinstruktur beobachtet wird. Übereinstimmend mit dem Experiment zeigt jedoch (5-9), daß Verzweigung nicht über den ganzen Feldbereich $h < 1$ vorhanden ist, sondern nur in einem Teilintervall um $h = 0,5$, das mit der Probendicke wächst (vgl. Fig. 41a).

Setzt man in Beziehung (5-10) die entsprechenden experimentellen Werte ein, so ergeben sich p -Werte, die ein Vergleich mit den beobachteten Strukturen vernünftig erscheinen läßt.

5.4.3 Kritik des Modells von LIFSHITZ und SHARVIN

Die Ergebnisse des letzten Abschnittes zeigen, daß trotz einer Reihe quantitativer Diskrepanzen die Grundidee des Modells, nämlich eine Verzweigung der n_1 Bereiche in der Nähe der Probenoberfläche anzunehmen, ein brauchbares Konzept zur Beschreibung der Strukturen ist.

Die Diskrepanzen sind zum Teil eine Folge der idealisierenden Annahmen und der statischen Betrachtungsweise des Modells, das über dynamische Vorgänge keine Aussagen macht. So ist zum Beispiel für den Fall einer einfachen Verzweigung angenommen, daß die Lamellen in einer gewissen Distanz von der Oberfläche in zwei parallele Lamellen aufspalten und eine regelmäßige laminare Struktur entsteht, deren Verzweigungsgrad p ohne speziellere Kenntnisse über die Probe nicht festzustellen ist. In der Realität jedoch werden die n_1 Bereiche infolge der Feldinhomogenität verbreitert, so daß in ihrem Inneren ein unterkritisches Magnetfeld entsteht. An Stellen minimalen Feldes bilden sich s_1 Einschlüsse, die in Wechselwirkung mit den bereits vorhandenen benachbarten s_1 Lamellen treten und sich in einer Lage geringster Energie anordnen. Diese relativ große Beweglichkeit der s_1 Einschlüsse in den n_1 Bereichen wird im Modell nicht berücksichtigt. Ferner geht der kristalline Aufbau der Probe nicht in das Modell ein. Außerdem wird der Supraleiter als unendlich ausgedehnt angenommen, während reale Proben eine endliche Ausdehnung besitzen, wodurch Randeffekte die Strukturen beeinflussen. Die Annahme von Gleichgewichtszuständen ist nur beschränkt erfüllt.

Trotz dieser Mängel liefert das Modell von LIFSHITZ und SHARVIN brauchbare qualitative Ansätze zum Verständnis der Zwischenzustandsstrukturen.

5.4.4 Weitere Modelle

Von HUBERT [33] wurde ein Modell entwickelt, das ebenfalls eine Verzweigung der n_1 Bereiche in Oberflächennähe annimmt. Es enthält als wesentliches Ergebnis, daß unter dieser Voraussetzung die Periode der unverzweigten Strukturen proportional zu $d^{2/3}$ und die Periode der verzweigten Struktur dickenunabhängig ist. Außerdem erhält er eine Beziehung für die kritische Dicke (vgl. Abschnitt 3.3). Konkrete Ergebnisse für Größe und Verlauf der Periode in Abhängigkeit von h und d sind den Rechnungen jedoch nicht zu

entnehmen.

FABER [13] entwickelte ein Modell, das anstelle einer Verzweigung der Strukturen an der Probenoberfläche sinusähnlich gewundene n_l Bereiche annimmt, um so eine Verkleinerung der Inhomogenität des Feldes über der Probe zu erreichen. Das Experiment zeigte jedoch, daß - zumindest für Blei - die n_l Bereiche erst bei ziemlich kleinem Feld eine mäanderartig gewundene Form annehmen, die grob den Annahmen des Modells entsprechen würde, das daher nur für einen kleinen Feldbereich anwendbar wäre.

5.5 Quantitative Ergebnisse beim $(SI)_T$ -Übergang

5.5.1 Messungen der Randstruktur

In der reversiblen Phase des $(SI)_T$ -Überganges umschließt eine ringförmige Randzone mit Lamellenstruktur eine zentrale s_l Zone, die sich erst beim irreversiblen Eindringen des Flusses mit Flußringen füllt und weiterhin durch einen s_l Ring von der Randzone getrennt wird.

Der Radius dieser zentralen Zone und damit die Breite der Randzone wurden bei Probe XIV für zwei Fälle als Funktion des äußeren Feldes gemessen:

- a. Die Probe war bei $h = 0$ frei von magnetischem Fluß. In Fig. 52a ist $\rho_{so} = r_{so}/r_o$ dargestellt (r_o Probenradius, r_{so} Radius der feldfreien Zone).
- b. Beim $(NI)_T$ -Übergang bleibt bei $h = 0$ eingefrorener Fluß in der Probe, der sich in der zentralen Zone mit Radius $\rho_{sfl} = r_{sfl}/r_o$ (Fig. 52a) sammelt, wenn h wieder erhöht wird.

Dabei erweist sich ρ_{sfl} durchwegs größer als ρ_{so} . Das Eindringfeld h_1 , für das die Radien minimal werden, liegt für den Fall b etwas höher. Für $h > h_1$ geben die ρ -Werte jeweils den Radius des s_l Ringes an, der nach außen wandert, wenn sich die zentrale Zone mit Fluß füllt.

Bei den radialen Lamellen wurde die Periode $a_o(h, \rho)$ als Funktion des äußeren Probenradius $\rho = r/r_o$ und des äußeren Feldes bestimmt. Sie erwies

sich bei festem p , bei dem bereits Randstruktur vorhanden war, in erster Näherung als konstant, wenn das äußere Feld weiter erhöht wurde. Es wurde daher über die Werte, die sich bei festem p für verschiedene h ergaben, gemittelt. Diese Mittelwerte $a(p)$ sind in Fig. 52b dargestellt.

5.5.2. Strukturen in der zentralen Zone

Der für $h > h_i$ in die zentrale Zone eindringende Fluß bildet dort eine Flußringstruktur aus, der man eine mittlere Periodizität, nämlich den Abstand der Flußringzentren, zuordnen kann. Da bei den Flußringen die Sechsecksform überwiegt, kann man als Anordnungsschema der Flußringe ein Dreiecksgitter, dessen Gitterkonstante der Abstand der Flußringzentren ist, annehmen. Fig. 53 zeigt einige Beispiele für den Verlauf dieser Gitterkonstanten $a_G(h,d)$: Sie durchläuft als Funktion von h ein Minimum (bei hohen Eindringfeldern h_i fällt es fast mit h_i zusammen). Ist h_i klein gegen $h_{\min}$, dem Feld, bei dem a_G minimal ist, so liegt $h_{\min}$ bei $h \approx 0,45$. Das Anwachsen von a_G für $h > h_{\min}$ wird durch das Verschmelzen der Flußringe zu größeren Einheiten verursacht. Eine Abschätzung der mittleren Flußquantenzahl N als Funktion von h nach der Beziehung

$$N = \frac{h \cdot H_c \cdot F}{Z \cdot \phi_0} \quad (4-23)$$

liefert die in Fig. 54 anhand einiger Beispiele dargestellten Werte, die mit einem Fehler von etwa 20 % behaftet sind. Sie sind im Intervall $h_i < h = h_{\min}$ innerhalb des Meßfehlers konstant. Direkt am Eindringfeld liegen die Werte für N deutlich höher, da das Eindringen der Flußringe behindert wird (vgl. Abschnitt 4.3.1). Das starke Ansteigen von N für $h > h_{\min}$ ist auf das Verschmelzen von Flußringen zurückzuführen.

5.6 Diskussion der Meßergebnisse beim $(SI)_T$ -Übergang

5.6.1 Die Randstruktur

Aus den Ergebnissen für ρ_{SO} und ρ_{SFl} wurde die jeweilige relative Breite b_{SO} bzw. b_{SFl} der Randzone bestimmt; für den Fall, daß in der zentralen Zone eingefrorener Fluß vorhanden ist, wurde die Breite des sI Ringes, der ihn von der Randzone trennt, ermittelt (Fig. 55a). Daß $b_{SO} > b_{SFl}$ ist, wird dadurch verursacht, daß sich beim Abschalten des äußeren Feldes die Feldlinien des eingefrorenen Flusses außerhalb der Probe schließen, wodurch der in Fig. 55b skizzierte Feldverlauf entsteht. Ein erneut angeschaltetes Feld gleicher Richtung wird durch Überlagerung mit dem vom eingefrorenen Fluß erzeugten Außenfeld am Probenrand verkleinert. Das erklärt auch die Verschiebung des Eindringfeldes zu höheren Werten bei Vorhandensein des eingefrorenen Flusses.

Da die Periode $a_0(h, \rho)$ für festes $\rho > \rho_{SO}$ bezüglich h näherungsweise konstant ist, folgt:

1. Das über die Periode a_0 gemittelte Feld $h_{10k}(\rho)$ ist als Funktion des äußeren Feldes h für festes $\rho > \rho_{SO}$ näherungsweise konstant und nimmt mit ρ ab.
2. Die magnetischen Flußlinien, die bei festem ρ durch die Probenoberfläche stoßen, haben alle dieselbe Weglänge $s(\rho)$ (vgl. Fig. 35) durch sI Material, unabhängig vom äußeren Feld h . Damit ergibt sich für die Periode $a_0(h, \rho)$

$$a_0(h, \rho) = f(h_{10k}(h, \rho)) \cdot s(\rho)^m. \quad (5-11)$$

Bei festem $\rho > \rho_{SO}$ ist $f(h_{10k}(h, \rho))$ konstant, da $h_{10k}(h, \rho)$ bzgl. h konstant ist. Damit ist $s(h, \rho)$ für festes ρ bzgl. h konstant. (Die Annahme, daß sowohl h_{10k} als auch s variieren, so daß a_0 konstant ist, führt zu Widersprüchen. Ist z.B. $h_{10k} \geq 0,5$, so müßte bei wachsendem äußeren Feld h_{10k} anwachsen und damit auch $f(h_{10k})$, um mit den Ergebnissen von Abschnitt 5.2.1 konsistent zu bleiben, weswegen $s(h, \rho)$ kleiner werden müßte, was aber im Widerspruch zum Eindringen des Feldes steht).

Am Probenäquator (vgl. Fig. 35) ist die Probe bis unmittelbar zum irreversiblen Eindringen des magnetischen Flusses feldfrei, was in [22, 23] postuliert wurde und sich durch folgende Abschätzung zeigen läßt: Der minimale Radius der zentralen Zone bei Probe XIV ist $\rho = 0,35$ und nach Fig. 52b ist $a_0(\rho = 0,35) = 200 \mu\text{m}$. Bei den laminaren Strukturen des $(\text{NI})_T$ -Überganges wird die Periode für $h = 0,43$ minimal; vergleicht man daher den obigen Wert mit dieser Periode, so erhält man eine obere Grenze für s , wenn man für h_{10k} den Wert $0,43$ wählt. Aus Fig. 46 ergibt sich $s(\rho = 0,35) \leq 5 \text{ mm} < 5,35 \text{ mm} = d/2$. Damit dringt der magnetische Fluß erst oberhalb des Äquators durch den Zylindermantel, weswegen die Probe am Äquator bis unmittelbar zum irreversiblen Eindringen feldfrei ist.

Die Strukturen der Randzone sehen also vor dem irreversiblen Eindringen nur eine Probendicke von etwa maximal $d/2$ und bilden sich dieser Dicke entsprechend aus.

Die beobachtete Periode $a_0(\rho)$ hat als Funktion von ρ in erster Näherung einen linearen Verlauf (Fig. 52b):

$$a_0(\rho) = B (1 - \rho). \quad (5-12)$$

In die Konstante B geht die Geometrie der Probe ein. (Ähnliche Ergebnisse wurden von OLAFSSON [23] für Proben aus Sn und In gefunden).

5.6.2 Flußringstrukturen

Die experimentellen Werte für die Periodizität $a_G(h,d)$ der Flußringe verhalten sich ähnlich wie bei Proben mit $d < d_s$ (vgl. Abschnitt 4.6). Zwischen dem Eindringfeld h_1 und dem Feld, bei dem die Verschmelzung der Flußringe einsetzt, ist die Periode

$$a_G(h,d) = F(d) \cdot h^{-1/2}. \quad (5-13)$$

Die Proportionalitätskonstante F ist von d abhängig und wurde bei den einzelnen Proben für $h < h_{\text{Verschmelzung}}$ ermittelt. Eine logarithmische Darstellung der Werte für $F(d)$ als Funktion von d zeigt den Zusammenhang (Fig. 56a)

$$\log F(d) = m \cdot \log d + \text{const.}, \quad (5-14)$$

wobei sich aus der Steigung der Ausgleichsgeraden

$$m = 0,654 \pm 0,40$$

ergibt. Die Flußringstrukturen besitzen damit unterhalb des Verschmelzungsfeldes dieselbe Dickenabhängigkeit wie die laminaren Strukturen

$$a_G(h,d) = C \cdot h^{-1/2} \cdot d^m, \quad (5-15)$$

wobei C von Δ und T abhängt.

Ein Vergleich der Gitterkonstanten a_G mit der laminaren Periode a_L zeigt, daß beide Funktionen bei wachsendem h einem Minimum zustreben, das jedoch nicht unbedingt bei denselben Werten liegt, und dann wieder anwachsen. Eine grobe Abschätzung der Größen der Perioden ergibt

$$\frac{a_L}{a_G} = 2 \pm 0,5. \quad (5-16)$$

Dieses Größenverhältnis läßt sich folgendermaßen erklären: Die Lamellen der Randstruktur durchlaufen nur einen Weg $s = d/2$ in sl Material (vgl. Abschnitt 5.6.1). Es besteht also für die Lamellenstruktur, die höchstens eine Probendicke $d/2$ sieht, kein Grund, sich so auszubilden, als sähe sie die Probendicke d. Ihre Periodizität am Eindringradius entspricht daher der Struktur eines $(NI)_T$ -Überganges für eine Probe mit der Dicke $d/2$. Der Durchmesser a_{nFl} der Flußringe, die sich beim Eindringfeld h_1 von den Lamellen ablösen, liegt deshalb in der Größenordnung der Spitzen der Lamellen der Randstruktur

$$a_{nFl}(d) \approx a_{nR}(d) \approx a_{nL}(d/2), \quad (5-17)$$

wobei $a_{nR}(d)$ die Breite der nl-Lamellen an der Grenze zur zentralen Zone einer Probe mit der Dicke d, $a_{nL}(d/2)$ die Breite der nl Bereiche einer Probe der Dicke $d/2$ beim entsprechenden Feld des $(NI)_T$ -Überganges ist. Entsprechend dem kleineren Durchmesser ist auch der hindurchgreifende Fluß kleiner als bei Flußringen mit einem Durchmesser der Größe der Lamellen-

strukturen, die abstoßende Wechselwirkung zwischen den Flußringen ist geringer und es bildet sich eine Periodizität aus, die etwa Lamellenstrukturen der Dicke $d/2$ entspricht:

$$a_G(d) \approx (d/2)^m \cdot \text{const.}; a_L(d) = d^m \cdot \text{const.}$$

Daraus folgt

$$a_G(d) \approx \text{const.} \cdot (1/2)^m \cdot d^m$$

$$\text{oder} \quad a_G(d) \approx (1/2)^m \cdot a_L(d), \quad (5-18)$$

was in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund (5-16) ist. Eine Abschätzung der mittleren Flußquantenzahl N in dem Feldbereich, in dem N als Funktion von h konstant ist (vgl. Fig. 54), ergab das in Fig. 56b dargestellte Ergebnis, das den Ansatz

$$N(d) = A \cdot d^{m'} \quad (5-19)$$

mit $m' = 1,31 \pm 0,08$, d.h. $m' = 2 \cdot m$ (vgl. (5-15)), nahelegt.

Die Erklärung dieses Effektes liefert (4-16):

$$a_G(h,d) = \sqrt{\frac{2 \cdot \phi_{\text{ges}}}{\sqrt{3} H_C \cdot Z}} \cdot h^{-1/2}.$$

Da $N = \phi_{\text{ges}}/Z \cdot \phi_0$ (vgl. Abschnitt 4.5) ist, folgt

$$a_G(h,d) = \sqrt{\frac{2 \cdot \phi_0}{\sqrt{3} H_C}} \cdot N^{1/2} \cdot h^{-1/2}. \quad (5-20)$$

Mit (5-19) ergibt sich

$$a_G(h,d) = \sqrt{\frac{2 \cdot \phi_0}{\sqrt{3} H_C}} \cdot A^{1/2} \cdot d^{m'/2} \cdot h^{-1/2} \quad (5-21)$$

und damit ist wegen (5-15) $m' = 2 \cdot m$.

5.7 Diskussion von Modellen

5.7.1 Modellansätze zur Beschreibung des Eindringfeldes h_i

Modellansätze für das Eindringen des magnetischen Flusses beim $(SI)_T$ -Übergang finden sich in [23], [27] und [32].

OLAFSSON [23] nimmt als Proben Zylinder mit Achse in Feldrichtung an. Den Zwischenzustand in der Eindringzone ersetzt er durch eine Zone nl Phase, in der ein Feld herrscht, das dem mittleren lokalen Feld der beobachteten Randzone entspricht. An der radialsymmetrischen Grenzfläche zwischen Randzone und zentraler sl Zone wird das Magnetfeld als kritisch angenommen. Das Eindringen des Flusses in die Probe soll am Probenäquator erst beim Eindringfeld h_i erfolgen. Unter diesen Voraussetzungen erhält er durch Lösung der LAPLACE-Gleichung des Problems mit Hilfe eines Rechenprogramms für das Eindringfeld h_i den in Fig. 33 dargestellten Verlauf als Funktion des Verhältnisses q von Dicke d zu Durchmesser S der Probe. Die gerechnete Kurve liegt etwas über den experimentellen Werten. Erst bei großen Werten von q stimmt der Verlauf mit dem Experiment überein. Eine Berechnung des Eindringradius $\rho(h_i)$ durch OLAFSSON liefert durchwegs zu große Werte.

PROVOST u.a. [32] vernachlässigen im Gegensatz zu OLAFSSON das Auftreten der Randzone und nehmen die Probe für $h < h_i$ als rein supraleitend an. Wie OLAFSSON fordern sie, daß am Probenäquator das lokale Feld erst beim Eindringfeld h_i kritisch wird. Sie erhalten für q die Beziehung

$$q = \frac{d}{S} = f(h_i) = \frac{E(h_i) - (1 - h_i^2) K(h_i)}{E((1 - h_i^2)^{1/2}) - h_i^2 K((1 - h_i^2)^{1/2})}, \quad (5-22)$$

wobei K und E die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Art sind. Diese Beziehung stimmt für $q < 1$ gut mit dem Experiment überein, für $q > 1$ liefert sie zu kleine Werte (Fig. 33). Ein Vergleich mit der Kurve von OLAFSSON zeigt, daß für $q < 1$ die bessere Übereinstimmung durch (5-22) gegeben ist, für $q > 1$ jedoch umgekehrt. Ursache dafür sind die unterschiedlichen Annahmen über die Eindringzone: Für kleines q ist sie schmal und kann deshalb wie in [32] vernachlässigt werden, während sie in [23] überbewertet wird, für $q > 1$ ist eine Vernachlässigung nicht mehr angebracht.

CLEM u.a. [27] nehmen eine Potentialbarriere an und lassen grundsätzlich das Eindringen von magnetischem Fluß am Probenäquator unterhalb von h_1 zu. Sie erhalten folgende Beziehung für das Eindringfeld:

$$h_1 = \frac{d}{S + d} + \frac{(\tilde{a} \cdot S)^{1/2}}{4 (S + d)} \quad (5-23)$$

Dabei ist d die Dicke, S der Durchmesser der Probe und $\tilde{a}$ der Durchmesser der Flußringe im Probeninneren. Die Größe von (5-23) ist im wesentlichen durch seinen ersten Summanden bestimmt, während der zweite Summand ein Korrekturterm ist, der weniger als 5 % des ersten Summanden ausmacht; da $q = d/S$ ist, kann für (5-23) auch

$$h_1 = \frac{q}{1 + q} + \text{Korrekturterm} = g(q) + \text{Korr.} \quad (5-24)$$

geschrieben werden, so daß h_1 in erster Linie eine Funktion von q ist. Die Funktion $g(q)$ liegt wesentlich unter den experimentellen Werten von h_1 (vgl. Fig. 33), so daß die Differenz auch nicht durch den Korrekturterm beseitigt werden kann, wie eine vollständige Berechnung von h_1 nach (5-23) zeigte. Ein Grund für die Abweichung dürfte sein, daß die Proben zur Vereinfachung der Rechnung als Zylinder mit ellipsenförmigem Querschnitt und einer Ellipsenachse in Feldrichtung angenommen wurden. Die so erhaltenen Ergebnisse wurden dann auf zylindrische Proben, wie sie im Experiment verwendet wurden, übertragen.

Bei rotationsellipsoidförmigen Proben mit einem Entmagnetisierungsfaktor n und einem Achsenverhältnis $q = a/b$, wobei a die Größe der Rotationsachse in Feldrichtung ist, gilt

$$h_1 = 1 - n, \quad (5-25)$$

wobei das Feld am Äquator des Ellipsoids erst bei h_1 eindringt. Die Funktion $1 - n$ ist in Fig. 33 dargestellt, da in der Literatur häufig derartige Ellipsoide als Näherungen in zylindrische Proben einbeschrieben werden. Für Werte $q < 1$ ist diese Näherung schlecht, für $q \gg 1$ gibt sie jedoch h_1 am besten wieder. Wesentlich für eine befriedigende Beschreibung des Eindringfeldes scheint, wie die Betrachtung zeigt, zu sein, daß die Probe jeweils bis zum Eindringfeld h_1 am Äquator feldfrei angenommen wird.

5.7.2 Das Modell von ANDREW

Von ANDREW [42] wurde ein Modell entwickelt, das in Analogie zum Modell von LIFSHITZ und SHARVIN für laminare Strukturen bei Flußringstrukturen die Inhomogenität des Magnetfeldes über der Probe zu verringern sucht, indem es in Oberflächennähe eine Aufteilung der Flußlinien in mehrere "Äste" fordert. Bei den Experimenten konnte jedoch kein Hinweis gefunden werden, daß eine solche Verzweigung tatsächlich auftritt.

6. Beobachtungen zur Phasenausbreitung

6.1 Phasenausbreitungsgeschwindigkeit

Es wurde am Beispiel der Probe IX untersucht, wie schnell sich eine sI Lamelle bei ihrer Kondensation ausbreitet.

6.1.1 Messung der Phasenausbreitungsgeschwindigkeit

Um die Ausbreitungsgeschwindigkeit entstehender sI Lamellen zu messen, wurde folgender Versuchsaufbau verwendet:

Die Oberfläche der Probe wurde durch das Objektiv des Tieftemperaturmikroskops [21] auf die Photokathode eines Bildverstärkers abgebildet und das auf dessen Leuchtschirm entstehende Bild mit einer 16 mm -Filmkamera gefilmt. Die Probe wurde mit einem 18 mW-Helium-Neon-Laser beleuchtet, der zusammen mit dem Bildverstärker genug Lichtintensität lieferte, um mit Bildfrequenzen bis zu 60 Bildern pro Sekunde zu filmen.

Während der Filmaufnahmen wurde das äußere Feld langsam vom Wert $h = 1$ erniedrigt (3 Oe/s), um Kondensationsvorgänge anzuregen. Der Feldwert wurde mit Hilfe eines Digitalvoltmeters in die Aufnahmen eingeblendet.

Aus den Bildern des Films wurde die Länge L der sI Lamellen als Funktion der Zeit t gemessen und die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_K(t) = dL(t)/dt$ graphisch bestimmt, wobei der experimentelle Fehler bei 10 % lag. Fig. 57 zeigt ein Beispiel einer Aufnahmeserie an Probe IX.

Es wurden zwei Prozesse zur Bildung supraleitender Lamellen beobachtet:

Beim "Kondensationstyp 1" bildet sich zuerst ein sl Keim, aus dem sich die Lamelle entwickelt. Ein derartiger Prozeß ist in Fig. 57 zu beobachten. Der Keim ist durch einen Pfeil markiert. Die andere Entstehungsweise "Kondensationstyp 2" ist in Fig. 58a schematisch dargestellt: Eine bereits vorhandene sl Lamelle beginnt sich zu krümmen und schließlich "platzt" aus dem Scheitelpunkt der Krümmung eine neue Lamelle heraus.

Tabelle 6-1

Lamelle	L [mm]	$\bar{v}_K$ [mm/s]	v_{Kmax} [mm/s]	Δt_H [s]
1	0,54	0,90	2,24	0,16
2	0,48	0,73	2,35	0,07
3	0,50	0,60	> 1,38	-
4	0,40	1,30	2,93	0,08 (0,15) ¹⁾
5	0,27	3,37	5,40	0,045 (0,065) ¹⁾

In Tabelle 6-1 sind Ergebnisse zusammengestellt, die sich bei der quantitativen Auswertung der Ausbreitung von 5 Lamellen ergaben. Dabei ist L die beobachtete Gesamtlänge der jeweiligen Lamelle in mm, $\bar{v}_K$ die mittlere Geschwindigkeit über den Beobachtungszeitraum in mm/s, v_{Kmax} die maximale Geschwindigkeit in mm/s und Δt_H die Halbwertsbreite des Geschwindigkeitsmaximums in Sekunden. (Bei Lamelle 3 konnte der Beginn der Ausbreitung nicht beobachtet werden, daher ist bei v_{Kmax} ein ">"-Zeichen gesetzt.)

In Fig. 59 sind Beispiele für die Lamellenlänge und die Ausbreitungsgeschwindigkeit als Funktion der Zeit dargestellt.

¹⁾Die angegebene Halbwertsbreite ist der extrapolierte Wert für den Verlauf des Maximums bei ungestörter Phasenausbreitung, während der Wert in Klammern die gemessene Halbwertsbreite des infolge einer Störung verbreiterten Verlaufes des Maximums angibt (vgl. Fig. 59b).

6.1.2 Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse in Tabelle 6-1 zeigen, daß die mittlere Geschwindigkeit der Phasenausbreitung in der Größenordnung 1 mm/s liegt. Sie ist wesentlich kleiner als der von FABER [35] angegebene Wert für die Phasenausbreitung in Feldrichtung, der bei Sn größenordnungsmäßig 100 mm/s fand. Die Dauer des spontanen Ausbreitungsprozesses liegt bei 0,5 bis 1 Sekunde.

Beim Ausbreitungsprozeß lassen sich einige typische Merkmale beobachten:

Bei Lamellen, die von einem punktförmigen Keim ausgehen (Kondensationstyp 1), wächst $v_K(t)$ während einer Zeitspanne von etwa 0,25 s auf einen Maximalwert an, der im Mittel bei 2,5 mm/s liegt und zumindest für die Probe (vielleicht sogar für das Material) ein charakteristischer Wert zu sein scheint. Diese Maximalgeschwindigkeit wird jedoch nicht beibehalten, sondern v_K fällt unmittelbar darauf wieder ab, um im Verlauf von etwa 1/4 Sekunde einen Wert zu erreichen, der durch die Feldänderung bestimmt ist. Die Halbwertsbreiten

Δt_H von etwa 0,1 s geben ein Maß für die Schärfe des Geschwindigkeitsmaximums (vgl. Fig. 59). Lamellen, die aus bereits vorhandenen Lamellen herauswachsen (Kondensationstyp 2), fallen durch eine extrem kurze Anstiegsphase des Geschwindigkeitsverlaufs auf. Z.B. ist bei Lamelle 5 (Fig. 59) die Anstiegszeit von v_K kleiner als 0,01 s. Hier scheint die zunehmende Krümmung der "Mutterlamelle" die Anstiegsphase zu ersetzen. Auffallend ist die große Maximalgeschwindigkeit, die einen Faktor 2 höher liegt als beim Kondensationstyp 1. In beiden Fällen läßt sich also folgender typische Verlauf der Ausbreitungsgeschwindigkeit feststellen: Sie wächst auf einen Maximalwert an, um dann sofort wieder abzufallen.

Neben diesen charakteristischen Merkmalen lassen sich bei den einzelnen Lamellen individuell noch zusätzliche Extrema und Abflachungen im Verlauf von $v_K(t)$ beobachten. Eine detaillierte Analyse der einzelnen gemessenen Kurven zeigte, daß diese Unregelmäßigkeiten durch Störungen im Kristallgitter der Probe und durch Unebenheiten hervorgerufen werden; bei Überschreiten eines Hindernisses wird die Ausbreitung einer Lamelle vorübergehend verlangsamt.

Die Ausbreitung von Lamellen ist somit durch zwei Faktoren bestimmt: Es existiert ein charakteristischer ungestörter Verlauf, wobei v_K auf einen Maximalwert anwächst und dann wieder auf Null abfällt. Dieser ungestörte Verlauf wird überlagert von Wechselwirkungen der Lamelle mit lokalen Stö-

rungen in der Probe, die zu Beschleunigungen und Abbremsungen der Ausbreitung führen.

6.2 Kondensationsfeld und Breiten kondensierender Lamellen

Für die Kondensation der sl Phase im abnehmenden Feld sind das Kondensationsfeld h_K , bei dem die ersten sl Bereiche auftreten, und deren Breite a_{SK} charakteristische Größen.

6.2.1 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Das Kondensationsfeld besitzt im Rahmen der Meßgenauigkeit für alle Proben mit $d < 11$ mm den Wert

$$h_K = 0,98 \pm 0,005,$$

wobei $h = 1$ für das Verschwinden der Strukturen beim $(SI)_T$ -Übergang gesetzt wird, also Überhitzungseffekte vernachlässigt werden. Die Breiten $a_{SK}(h_K=0,98;d)$ der sl Bereiche an der Oberfläche der Probe wachsen im Intervall $0,02 \text{ mm} < d < 11 \text{ mm}$ monoton von 1,5 auf $6,5 \mu\text{m}$ an (Fig. 60; Meßfehler der Werte ist etwa 20 %). Für $d \approx 1 \text{ mm}$ liegt a_{SK} bei $4 \mu\text{m}$.

Diese Größenordnung von a_{SK} wird dadurch verständlich, daß bei Verringerung des Feldes nicht unmittelbar bei $h = 1$ die Kondensation einsetzen kann, da zum Aufbau eines sl Bereiches mit endlichem Volumen ein endlicher Energiebetrag notwendig ist, der erst vorhanden ist, wenn der Gewinn an Kondensationsenergie gleich dem Energieaufwand für die Feldverdrängung aus dem sl Volumen und dem Aufbau der Phasengrenzen ist. Damit ergibt sich unter Vernachlässigung der Feldinhomogenität über der Probe pro Längeneinheit des sl Bereichs der Ausdruck

$$\frac{H_c^2}{8\pi} d \cdot a_{SK} = \frac{h_K^2 \cdot H_c^2}{8\pi} d \cdot a_{SK} + 2 \cdot \frac{H_c^2}{8\pi} \cdot \Delta \cdot d, \quad (6-1)$$

wobei die linke Seite die Kondensationsenergie, die rechte Seite die zur Feldverdrängung und die zum Aufbau der Phasengrenzen notwendige Energie

darstellt. Auflösung des Ausdrucks (6-1) nach a_{sK} liefert die Beziehung

$$a_{sK} = \frac{2 \cdot \Delta}{1 - h_K^2}, \quad (6-2)$$

ein von der Probendicke d unabhängiges Ergebnis. Für $h_K = 0,98$ ergibt sich $a_{sK} = 4,3 \mu\text{m}$, die im Experiment beobachtete Größenordnung.

Die experimentellen Ergebnisse (Fig. 60) legen eine Beschreibung der Dickenabhängigkeit in der Form

$$a_{sK} = \text{const.} \cdot d^m \quad (6-3)$$

nahe, wobei m folgende Werte besitzt:

$$m = \begin{cases} 0,522 \pm 0,031 & d < d_s \\ 0,153 \pm 0,015 & d > d_s. \end{cases}$$

Für $d < d_s$ stimmt der Wert von m mit dem Wert überein, der sich für a_s bei kleineren Feldern ergab (vgl. Abschnitt 4.3.2). Für $d > d_s$ ist die Zunahme der Bereichsbreiten mit der Probendicke gering, was darauf schließen läßt, daß die Verbreiterung der nl Bereiche mit wachsendem d an Bedeutung gewinnt und daher die sl Bereiche an der Oberfläche wesentlich schmaler als im Probeninneren sind, eine Erscheinung, auf die auch das frühere Auftreten der Feinstruktur bei größeren Probendicken hindeutet (vgl. Fig. 41a).

6.2.2 Theoretische Ansätze zur Beschreibung der Kondensationsbreite

Nach FABER [43] wirken zwei Effekte bei der Bildung des sl Bereiches gegeneinander: Die zum Aufbau der Phasengrenzen notwendige Energie begünstigt breite Bereiche mit möglichst großem Volumen und damit einen großen Gewinn an Kondensationsenergie. Das hat aber große Abschirmströme in den Grenzflächen zur Folge, die kleiner werden, wenn das Volumen und damit die Bereichsbreite kleiner ist. Damit die Summe dieser Energiebeiträge minimal wird, nimmt er eine "optimale" Bereichsbreite an, bei der sich die Bereiche

bevorzugt ausbreiten können, und gibt dafür die Beziehung

$$a_{SK} = \frac{3(\Delta - \lambda)}{4(1 - h_K)} \quad (6-4)$$

mit λ als Eindringtiefe an. Das Ergebnis ist dickenunabhängig, was eventuell eine Folge davon ist, daß als Supraleiter lange Drähte gewählt werden, entlang denen sich die sl Bereiche als zylindrische Röhren mit Wandstärke a_{SK} ausbreiten. Mit $\kappa = \lambda/\xi = 0,4$ (ξ - Kohärenzlänge) liefert (6-4) den Wert $2,3 \mu m$, der größenordnungsmäßig mit unseren Ergebnissen übereinstimmt. In [40] gibt FABER für die Größe der sl Keime bei der Kondensation den Ausdruck

$$1 - h_K^2 = \Delta/D + n \quad (6-5)$$

an, wobei D als charakteristische Größe für die Dimensionen des Keims bezeichnet wird und n sein Entmagnetisierungsfaktor ist. Nimmt man die Keime als zylindrische sl Bereiche mit einem Durchmesser a_{SK} an, so ergibt sich

$$1 - h_K^2 = \Delta/a_{SK} + n. \quad (6-6)$$

Wird n als kleine Größe vernachlässigt, so ergibt sich bis auf einen Faktor 2 die Beziehung (6-2). Da jedoch auch Δ/a_{SK} eine kleine Größe ist, ist eine derartige Vernachlässigung kaum zulässig. Der Ausdruck (6-6) ist dickenabhängig, da in den Entmagnetisierungsfaktor n die Probendicke eingeht; jedoch ist eine hinreichend genaue Abschätzung des Entmagnetisierungsfaktors, um eine zuverlässige Beschreibung von a_{SK} als Funktion der Dicke zu erhalten, kaum möglich.

Einen Zusammenhang zwischen dem GINSBURG-LANDAU-Parameter κ und dem Kondensationsfeld h_K gibt folgende Beziehung von PIPPARD [43] :

$$h_K = 2 \kappa \cdot (1 + t^2)^{1/2}. \quad (6-7)$$

Dabei ist $t = T/T_c$ die reduzierte Temperatur. Mit $h_K = 0,98$ ist

$$\kappa = 0,423 \pm 0,003,$$

ein Wert, der größenordnungsmäßig richtig ist. Allerdings ist die Beziehung (6-7) gegenüber den zur Diskussion stehenden Änderungen von h_K nicht besonders empfindlich.

6.3 Kondensation an ausgezeichneten Stellen

6.3.1 Experimentelle Beobachtungen

Wird das äußere Magnetfeld mehrmals hintereinander unter den kritischen Wert erniedrigt, so kondensieren im allgemeinen die ersten Bereiche nicht an den gleichen Stellen. Bei grobkristallinen Proben reproduzieren sich jedoch die Richtungen, in die sich die ersten Bereiche ausbreiten. Derartige Vorzugsrichtungen werden besonders deutlich an Einkristallen beobachtet (vgl. [24]). Bei Proben nicht konstanter Dicke entstehen zuerst in den Gebieten maximaler Dicke s_1 Bereiche.

Eine sich reproduzierende Kondensation wurde an Probenstellen beobachtet, an denen sich die Dicke unstetig ändert, also eine Kante oder Stufe vorhanden ist. Das bedeutet, durch Vorgabe einer Kante mit bestimmter Geometrie, z.B. eines Kreises oder einer Geraden, kann die Bildung einer s_1 Lamelle erzwungen werden, die bei h_K kondensiert. Dies ist in Fig. 61 am Beispiel einer Probe dargestellt, deren radialer Querschnitt in Fig. 61e skizziert ist. Sie besitzt eine kreisförmige Kante, an der bei $h = 0,98$ beim $(NI)_T$ -Übergang eine s_1 Lamelle kondensiert (Fig. 61a). Außerdem ist im dicken Teil der Probe (innerhalb der kreisförmigen Lamelle) bereits eine s_1 Lamelle zu beobachten, während der übrige Probenausschnitt noch normalleitend ist. Erst bei weiter abnehmendem Feld bildet sich auch dort Struktur (Fig. 61b; $h = 0,90$). Beim $(SI)_T$ -Übergang erweist sich die s_1 Phase an der Kante am beständigsten (Fig. 61c: $h = 0,99$; Fig. 61d: $h = 0,995$). Analoge Beobachtungen wurden auch an Kanten mit anderen Geometrien gemacht.

Mit dieser Erscheinung läßt sich begründen, daß beim Einsetzen der Kondensation unmittelbar am Probenrand ein s_1 Ring entsteht (vgl. Abschnitt 4.1.4 und 5.1.1), da der Probenrand eine Kante darstellt, die parallel zum äußeren Feld und der Richtung der Phasengrenzen der s_1 Bereiche liegt. Daß in Fig. 32 dieser s_1 Ring etwas vom Rand entfernt beobachtet wird, beruht darauf, daß sich hier wie beim $(SI)_T$ -Übergang in Oberflächennähe an der Kante eine

Eindringzone bildet, während am Probenäquator der Rand supraleitend ist.

6.3.2 Interpretation der bevorzugten Kondensation an Kanten

Eine Interpretation des Effektes läßt sich anhand von Fig. 58b geben: Bei Lamelle A müssen zwei Grenzflächen im Probeninneren aufgebaut werden, was eine Energie pro Längeneinheit

$$E_A = 2 \frac{H_c^2}{8\pi} \Delta \cdot d_1 \quad (6-8)$$

erfordert (d_1 - Probendicke am Ort der Lamelle). Bei der Lamelle B, die sich an der Kante befindet, ist der Energiebetrag

$$E_B = \frac{H_c^2}{8\pi} (\Delta d_1 + \Delta d_2 + \Delta' (d_1 - d_2)) \quad (6-9)$$

notwendig, wobei Δ' der Energieparameter der Grenzfläche des sI Bereiches zum Vakuum und d_2 die Dicke des dünneren Teils der Probe ist. Die Differenz der Energiebeträge

$$E_B - E_A = \frac{H_c^2}{8\pi} (\Delta' - \Delta) (d_1 - d_2) \quad (6-10)$$

ist negativ, wenn $\Delta' < \Delta$ ist; das bedeutet, daß für den Aufbau von Lamelle B weniger Energie aufgewendet werden muß als bei Lamelle A. In der Näherung $\Delta = \xi - \lambda$ heißt dies, daß die Kohärenzlänge ξ in der Grenzfläche gegen das Vakuum kleiner sein muß als in einer Grenzfläche innerhalb des Materials. Das ist aber der Fall, da die mittlere freie Weglänge l der Elektronen am Rand eines Kristalls kleiner ist als im Inneren und wegen der Beziehung

$$\xi^{-1} = \xi_0^{-1} + l^{-1} \quad (6-11)$$

(ξ_0 ist die Kohärenzlänge für $l = \infty$) ξ am Probenrand ebenfalls kleiner sein muß als im Inneren des Kristalls. Somit ist die Ausbildung einer sI Lamelle an der Kante energetisch günstiger und erfolgt daher zuerst.

Eine andere Erklärung wird durch die GINSBURG-LANDAU-Theorie gegeben, durch

die sich der Effekt auf Oberflächensupraleitung zurückführen läßt, da bei Blei das kritische Feld H_{C3} für Oberflächensupraleitung knapp unter H_C liegt [36] .

6.4 Annihilation von Flußringen

Im folgenden wird die Annihilation von Flußringen mit magnetischem Fluß entgegengesetzter Orientierung beschrieben, wie sie an Probe XI explizit beobachtet werden konnte.

Wird das äußere Feld über das Eindringfeld h_i erhöht, so dringt magnetischer Fluß der Orientierung (+) ein. Beim Abschalten des Feldes bleiben einige Flußringe als eingefrorener Fluß in der Probe. Wird nun ein um 180° gedrehtes äußeres Feld angelegt und über h_i erhöht, so dringt magnetischer Fluß der Orientierung (-) ein. Ist die Differenz $h - h_i$ klein ($\delta h < 0,005$), so bewegen sich die Flußringe langsam und werden häufig von lokalen Haftkräften festgehalten. Dadurch ist es möglich, Flußringe verschiedener Orientierung bewegungslos nebeneinander, oft nur etwa 0,2 mm voneinander entfernt, zu beobachten (bei der magnetooptischen Methode unterscheiden sich Flußringe entgegengesetzter Orientierung folgendermaßen: Werden die nl Bereiche der Orientierung (+) hell abgebildet, so sind nl Bereiche der Orientierung (-) dunkler als die sl Umgebung). Eventuell durch eine kleine Feldschwankung angeregt geraten Flußringe entgegengesetzter Orientierung in Bewegung und wandern bis auf eine Distanz von etwa 0,1 mm aufeinander zu. Dann lösen sich vom Flußring einer Orientierung Flußlinien mit einem Durchmesser in der Größenordnung der Breite der Wände des Flußringes, bei Probe XI also mit einem Durchmesser von etwa 5 μm und damit einer Flußquantenzahl von ungefähr 1000. Sie laufen in gerader Richtung auf den Flußring der anderen Orientierung zu, der sie aufnimmt und dadurch kleiner wird. Dieser Prozeß endet, wenn der kleinere der beiden Flußringe verschwunden ist.

Interessant ist bei diesem Prozeß, daß sich die Feldlinien des eingefrorenen Flusses (+) beim Abschalten des äußeren Feldes im Außenraum der Probe schließen müssen und dort die Orientierung (-) haben. Sie müssen daher mit dem Fluß des neu eingeschalteten Feldes mit der Orientierung (-) in die Probe eindringen. Es existiert dann zu jedem Flußring mit der Orientierung (+) eine Schar von Flußringen mit der Orientierung (-), die mit dem Fluß-

ring (+) gemeinsame geschlossene Feldlinien besitzen. Durch diese Verbindung wirkt zwischen derartigen Flußringen eine anziehende Kraft, die zwischen "feldlinienfremden" Ringen nicht besteht. Das läßt vermuten, daß vor allem Flußringe miteinander reagieren, die gemeinsame geschlossene Feldlinien besitzen.

6.5 Kondensation der Feinstruktur

Fig. 62 zeigt an Probe IX explizit, wie die Entstehung der Feinstruktur vor sich geht. Die Bilder sind Filmaufnahmen entnommen, die mit 18 Bildern pro Sekunde aufgenommen wurden (vgl. Abschnitt 6.1.1).

In Bild 1 ist links oben eine erste sl "Sprosse" zu sehen (sie ist von der Feldeinblendung unterbrochen). Von dieser "Sprosse" reißt ein Stück ab und ordnet sich als neuer Bereich in einiger Entfernung an (Bild 2). Der Vorgang dauert weniger als 0,05 Sekunden und wiederholt sich an dem neu entstandenen Bereich (Bild 3 und 4). Bei genauem Hinsehen ist die Spur des Weges zu erkennen, auf dem sich der neu abscherende Bereich während der Belichtungszeit bewegt. In Bild 4 ordnet sich der neue Bereich wieder in einer bestimmten Entfernung vom alten an, der sich zu den Lamellen der Grobstruktur infolge der Wechselwirkung der Abschirmströme (vgl. Abschnitt 5.1.1) in eine senkrechte Stellung dreht. Auf Bild 5 wiederholt sich der Abschervorgang am jüngsten Einschuß, während eine verstärkte senkrechte Ausrichtung der Einschlüsse zu den Lamellen der Grobstruktur zu beobachten ist (Bild 6 und 7). Die restlichen Bilder zeigen, wie die sl "Sprossen" allmählich zu ihrer endgültigen Lage finden, die sich aus der Wechselwirkung mit den Nachbarlamellen ergibt. Der gesamte Vorgang in Fig. 62 dauert weniger als eine Sekunde und geht bei einer Feldänderung $\delta h < 0,01$ vor sich.

7. Zusammenfassung

Die hochauflösende magnetooptische Methode ermöglicht eine detaillierte Beschreibung des Verhaltens eines Supraleiters im Magnetfeld. Daher wurden in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe dieser Methode die beim Übergang Normalleitung $\leftrightarrow$ Supraleitung auftretenden Bereichsstrukturen am Beispiel von massivem Blei bezüglich ihres statischen und dynamischen Verhaltens studiert. Ihre Abhängigkeit von den Parametern äußeres Magnetfeld, Änderungsrichtung des Feldes und Probendicke wurde qualitativ und quantitativ beschrieben.

Nach einem Überblick über Verfahren zur Beobachtung magnetischer Strukturen im supraleitenden Zwischenzustand in Abschnitt 1 und der Besprechung experimenteller Details in Abschnitt 2 wurden in Abschnitt 3 die Bereichsstrukturen, die innerhalb einer Probe als Funktion der Probendicke auftreten können, diskutiert. Dabei zeigte sich die Existenz einer kritischen Dicke d_s , unterhalb der beim $(NI)_T$ -Übergang Lamellenstrukturen, beim $(SI)_T$ -Übergang Mischstrukturen aus Lamellen und Makroflußlinien auftreten; oberhalb d_s entstanden bei beiden Übergängen in den nl Bereichen sl Einschlüsse, die eine Feinstruktur bildeten. Wenn ein nl Bereich die Grenze zum Gebiet unterkritischer Dicke überschreitet, verschwinden die Einschlüsse in ihm. Die kritische Dicke wurde für massives Blei bei 4,2 K zu $d_s = 120 \mu\text{m}$ bestimmt. Abschnitt 4 befaßte sich mit dem Verhalten der Strukturen im Dickenintervall $20 \mu\text{m} < d < d_s$. Dabei erwiesen sich die bei den beiden Übergängen auftretenden Strukturen nur näherungsweise als Gleichgewichtszustände (Abschnitt 4.3.1). Das quantitative Verhalten der Lamellenstrukturen wurde als Funktion des äußeren Feldes h quantitativ beschrieben (Abschnitt 4.3.2). Für das Dickenverhalten ergab sich, daß die laminare Periode $a \sim d^{0,52}$ ist. Die Bereichsbreiten erwiesen sich bezüglich der Probendicke proportional zur Periode a . Ein Vergleich mit dem Modell von LANDAU (Abschnitt 4.4) lieferte Übereinstimmung im Dickenverhalten und für nicht zu große Felder in der Feldabhängigkeit der Periode. Das Modell wurde dazu benutzt, um für den Grenzflächenenergie-Parameter den Wert $\Delta = 0,086 \mu\text{m}$ zu bestimmen. Bei den Makroflußlinienstrukturen (Abschnitt 4.5), die bis zu einem gewissen Grad als Modell der Flußlinienstrukturen bei Typ II-Supraleitern betrachtet werden können, wurde gefunden, daß oberhalb eines bestimmten Feldes ein Verschmelzen der Flußlinien auftritt, darunter ist die Periode $a_G(h) \sim h^{-1/2}$. In diesem Bereich besitzen die Flußlinien eine konstante Flußquantenzahl, die für $d \sim 100 \mu\text{m}$ in der Größenordnung $2 \cdot 10^3$ liegt. Bei wachsendem Feld

wurde ein allmähliches Überwiegen der laminaren Strukturen gegenüber den Flußlinienstrukturen beobachtet. Ferner zeigte sich, daß mit der Feldänderungsgeschwindigkeit der Anteil an Flußlinien innerhalb einer Probe wächst.

Abschnitt 5 behandelte die Strukturen oberhalb der kritischen Dicke, wobei beim $(NI)_T$ -Übergang Lamellenstrukturen mit Feinstruktur und beim $(SI)_T$ -Übergang Flußringstrukturen beobachtet wurden. Bei den Lamellenstrukturen wurden Periode und Bereichsbreiten quantitativ ausgewertet. Dabei ergab sich insbesondere eine Dickenabhängigkeit der Periode $a_0 \sim d^{0,59}$ (Abschnitt 5.3.2). Bei der Feinstruktur erwies sich die Periodizität als dickenunabhängig (Abschnitt 5.2.2), ihr Ausbildungsgrad nimmt dagegen mit der Probendicke zu. Ein Vergleich mit dem Modell von LIFSHITZ und SHARVIN (Abschnitt 5.4.3) zeigte zwar im Detail Diskrepanzen, das Modell ist jedoch für ein qualitatives Verständnis der Strukturen brauchbar. Das Anwachsen der Bedeutung der Feinstruktur mit der Probendicke zeigt sich dadurch, daß die Breite der sl Bereiche an der Probenoberfläche im Intervall $3 \text{ mm} \leq d < 5 \text{ mm}$ ein Maximum durchläuft (Abschnitt 5.3.3). Die Feinstruktur existiert, wie energetische Überlegungen (Abschnitt 5.3.4) zeigten, nur in der Nähe der Oberfläche der Probe.

Beim $(SI)_T$ -Übergang wurden die laminaren Strukturen der Eindringzone besprochen (Abschnitt 5.5), wobei sich zeigte, daß die Probe am Probenäquator bis unmittelbar zum irreversiblen Eindringen des magnetischen Flusses feldfrei ist. Oberhalb des Eindringfeldes sammelt sich magnetischer Fluß in Form von Flußringen in der Probenmitte. Es wurde interpretiert, warum die Größe der Gitterkonstante bei Flußringstrukturen für festes d etwa gleich der halben Periode der laminaren Strukturen ist. Das Verhalten von a_G ist proportional zu $h^{-1/2}$, solange die Flußringe nicht zu größeren Einheiten verschmelzen. In diesem Feldbereich erwies sich auch die Flußquantenzahl N der Flußringe konstant; sie ist als Funktion der Probendicke proportional zu d^{2m} , während die Gitterkonstante $a_G \sim d^m$ ist und der Wert für m mit der Dickenabhängigkeit bei den laminaren Strukturen übereinstimmt.

Abschnitt 6 beschäftigte sich mit der Ausbreitung der sl Phase in der Nähe von $h = 1$. Es ergab sich als Größenordnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von sl Lamellen 1 bis 10 mm/s. Der Geschwindigkeitsverlauf der Phasenausbreitung wurde an einigen Beispielen diskutiert (Abschnitt 6.1).

Das Feld, bei dem eine erste s_1 Bereichsbildung erfolgt, wurde zu $h_K = 0,98$ bestimmt, ferner wurde die Breite der kondensierenden s_1 Bereiche an der Oberfläche der Probe gemessen, die sich mit der Probendicke d als monoton wachsend erwies (Abschnitt 6.2). Es wurde gezeigt, daß an Kanten sich bevorzugt s_1 Bereiche ausbilden und reproduzieren (Abschnitt 6.3); die Ausbreitung der Feinstruktur (Abschnitt 6.5) und die Annihilation von Flußringen entgegengesetzter Polarität (Abschnitt 6.4) wurden beschrieben.

Liste der verwendeten Symbole

a	Periode der laminaren Bereichsstrukturen unterhalb der kritischen Dicke
a_o	Periode der Lamellenstrukturen oberhalb der kritischen Dicke
a_F	Periode der Feinstruktur
a_p	Periode der verzweigten Strukturen im Modell von LIFSHITZ und SHARVIN
a_G	mittlerer Abstand der Flußlinien- bzw. Flußringzentren beim $(SI)_T$ -Übergang
a_n	Breite der nI Lamellen
a_s	Breite der sI Lamellen
a_{sK}	Breite der sI Lamellen bei der Kondensation
b_{so}	Breite der Randzone einer Probe bei feldfreier zentraler Zone
b_{sFl}	Breite der Randzone, wenn sich in der zentralen Zone eingefrorener Fluß befindet
d	Probendicke
d_s	kritische Dicke, oberhalb der Feinstruktur beobachtet wird
D	Flußliniendurchmesser
Δ	Grenzflächenenergie-Parameter
d_F	minimale Probendicke, bei der bei einem äußeren Feld h Feinstruktur auftritt
G	mittlerer Kristallitdurchmesser

H_a	äußeres Magnetfeld
H_c	thermodynamisches kritisches Magnetfeld
H_{c1}	unteres kritisches Magnetfeld beim Typ II - Supraleiter
H_{c2}	oberes kritisches Magnetfeld beim Typ II - Supraleiter
h	äußeres Magnetfeld in reduzierten Koordinaten
h_F	äußeres Magnetfeld, bei dem beim $(NI)_T$ -Übergang erstmals Feinstruktur auftritt
h_{lok}	lokales Feld in der Probe
h_i	Eindringfeld des magnetischen Flusses beim $(SI)_T$ -Übergang
h_K	Magnetfeld bei dem die Kondensation der s_l Phase einsetzt
κ	GINSBURG-LANDAU Parameter
λ	Eindringtiefe
L	Länge der entstehenden s_l Lamellen
m	Exponent der Dickenabhängigkeit der Periode der Strukturen
N	Anzahl der Flußquanten pro Flußring bzw. Flußlinie
n	Entmagnetisierungsfaktor
N_L	Normalleitung
n_l	normalleitend
p	Verzweigungsgrad der Strukturen im Modell von LIFSHITZ und SHARVIN
$Q(d, d^*)$	Dickenabhängigkeit der laminaren Strukturen

q	Verhältnis der Dicke d zum Durchmesser S einer Probe
$R(h, h^*)$	normierte Feldabhängigkeit der Periode der laminaren Strukturen
r	Ortskoordinate
ρ	reduzierte Ortskoordinate r/r_0
r_0	Probenradius
r_{s0}	Radius der sl Zone beim $(SI)_T$ -Übergang
r_{sFl}	Radius der zentralen Zone beim $(SI)_T$ -Übergang bei Vorhandensein von eingefrorenem Fluß
ρ_0	Probenradius in reduzierten Koordinaten
ρ_{s0}	reduzierter Radius der sl Zone
ρ_{sFl}	reduzierter Radius der sl Zone bei Vorhandensein von eingefrorenem Fluß
S	Probendurchmesser
SL	Supraleitung
sl	supraleitend
$s(p)$	Weglänge der magnetischen Feldlinien durch sl Material
T	Temperatur
T_c	Sprungtemperatur
v_K	Ausbreitungsgeschwindigkeit der sl Lamellen
ϕ	LANDAU-Funktion

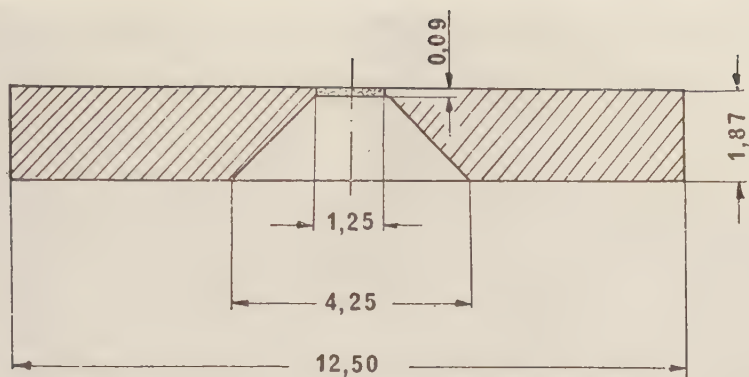
Φ	magnetischer Fluß
Φ_0	magnetisches Flußquant
x_n, x_s	relative Breite der nl bzw. sl Lamellen
ξ	Kohärenzlänge
Z	Anzahl der Flußlinien bzw. Flußringe

LITERATURVERZEICHNIS

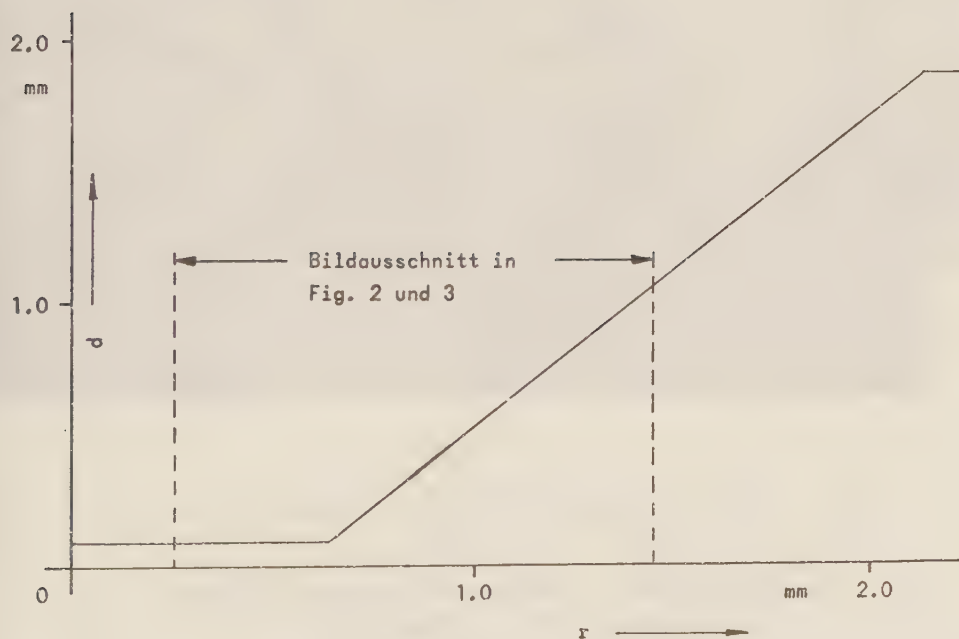
- [1] A.G. MESHKOVSKY und A.I. SHALNIKOV, Zh. eksper. teor. Fiz. 17, 851 (1947); Soviet Phys. JETP 11, 1 (1947)
- [2] A.G. MESHKOVSKY, Zh. eksper. teor. Fiz. 19, 1 (1949)
- [3] G. GITTLEMAN, Phys. Rev. 92, 561 (1953)
- [4] B.V. MAKEI, Zh. eksper. teor. Fiz. 34, 312 (1958); Soviet Phys.-JETP 7, 217 (1958)
- [5] C.A. SHIFFMAN, Proc. VIIth Int. Conf. Low Temp. Phys., Eds. G.M. Graham and A.C. Hollis Hallett, Toronto, University Press 1961 (S. 373)
- [6] R.N. GOREN und M. TINKHAM, J. Low Temp. Phys. 5, 465 (1971)
- [7] R.F. BROOM und E.H. RHODERICK, Proc. Phys. Soc. 79, 586 (1962)
- [8] B.M. BALASHOVA und Y.V. SHARVIN, Zh. eksper. teor. Fiz. 17, 851 (1947)
- [9] Y.V. SHARVIN, Zh. eksper. teor. Fiz. 33, 1341 (1957); Soviet Phys.-JETP 6, 1031 (1958)
- [10] Y.V. SHARVIN, Zh. eksper. teor. Fiz. 38, 298 (1960); Soviet Phys.-JETP 11, 216 (1960)
- [11] Y.V. SHARVIN und V.F. GANTMAKHER, Zh. eksper. theor. Fiz. 38, 1456 (1960); Soviet Phys.-JETP 11, 1052 (1960)
- [12] F. HAENSSLER, Statique et Dynamique de l'Etat Intermediaire du Type I, Dissertation, Lausanne 1966
- [13] T.E. FABER, Proc. Roy. Soc. A 248, 460 (1958)
- [14] A.L. SHAWLOW, B.T. MATHIAS, H.W. LEWIS und G.E. DEVLIN, Phys. Rev. 93, 1344 (1954)

- [15] H. TRÄUBLE und U. ESSMANN, Phys. Stat. Sol. 25, 395 (1968)
- [16] P. ALERS, Phys. Rev. 105, 104 (1957); Phys. Rev. 116, 1483 (1959)
- [17] W. DE SORBO, Phys. Rev. Letters 4, 406 (1960); Proc. VIIth Int. Conf. Low Temp. Phys., Eds. G.M. Graham and A.C. Hollis Hallett, Toronto, University Press 1961 (S. 370)
- [18] W. DE SORBO und V.L. NEWHOUSE, J. appl. Phys. 33, 1004 (1962)
- [19] W. DE SORBO und W.A. HEALY, Cryogenics 4, 257 (1964)
- [20] H. KIRCHNER, Phys. Stat. Sol. (a) 4, 531 (1971)
- [21] H. KIRCHNER, Rev. Sci. Instr. 44, 379 (1973)
- [22] D.C. BAIRD, Can. J. Phys. 42, 1682 (1964)
- [23] R. OLAFSSON und J.F. ALLEN, J. Phys. F. Metal Phys. 2, 123 (1972)
- [24] B. OBST, Phys. Stat. Sol. (b) 45, 453 (1971)
- [25] H. KIRCHNER, Siemens Forsch.- und Entwicklungsberichte 1, 39 (1971)
- [26] H. KIRCHNER, Bereichsstrukturen in Supraleitern - Zwischenzustand in einer Typ-I-Bleichicht bei Änderung des Magnetfeldes. Film E 1729 des Inst. Wiss. Film, Göttingen 1972
- [27] J. CLEM, R.P. HÜBENER und D.E. GALLUS, J. Low Temp. Phys. 12, 449 (1973)
- [28] V.A. ROWE, R.P. HÜBENER und R.T. KAMPWIRTH, Phys. Stat. Sol. (a) 4, 513 (1971)
- [29] R.P. HÜBENER und R.T. KAMPWIRTH, Phys. Stat. Sol. (a) 13, 255 (1972)
- [30] R.P. HÜBENER und R.T. KAMPWIRTH, J. Low Temp. Phys. 15, 47 (1974)

- [31] L.D. LANDAU, Phys. Z. SU 11, 129 (1937)
- [32] J. PROVOST, E. PAUMIER und A. FORTINI, J. Phys. F: Metal Phys. 4, 439 (1974)
- [33] A. HUBERT, Phys. Stat. Sol. 24, 669 (1967)
- [34] G.D. CODY und R.E. MILLER, Phys. Rev. 172, 173 (1968)
- [35] T.E. FABER, Proc. Roy. Soc. A 233, 174 (1954)
- [36] P.G. DE GENNES, Superconductivity of Metals and Alloys, W.A. Benjamin, Inc. New York Amsterdam 1966
- [37] C.G. KUPER, Phil. Mag. 42, 961 (1951)
- [38] D. SHOENBERG, Superconductivity, Cambridge University Press 1952
- [39] E.C. STONER, Phil. Mag. 36, 803 (1945)
- [40] L.D. LANDAU, J. Phys. VII (3), 99 (1943)
- [41] E.M. LIFSHITZ und Y.U. SHARVIN, Dokl. akad. Nauk SSSR 79, 783 (1951)
- [42] E.R. ANDREW, Proc. Roy. Soc. A 194, 80 (1948)
- [43] T.E. FABER und A.B. PIPPARD, Progress in Low Temp. Physics I, 159 (1955)

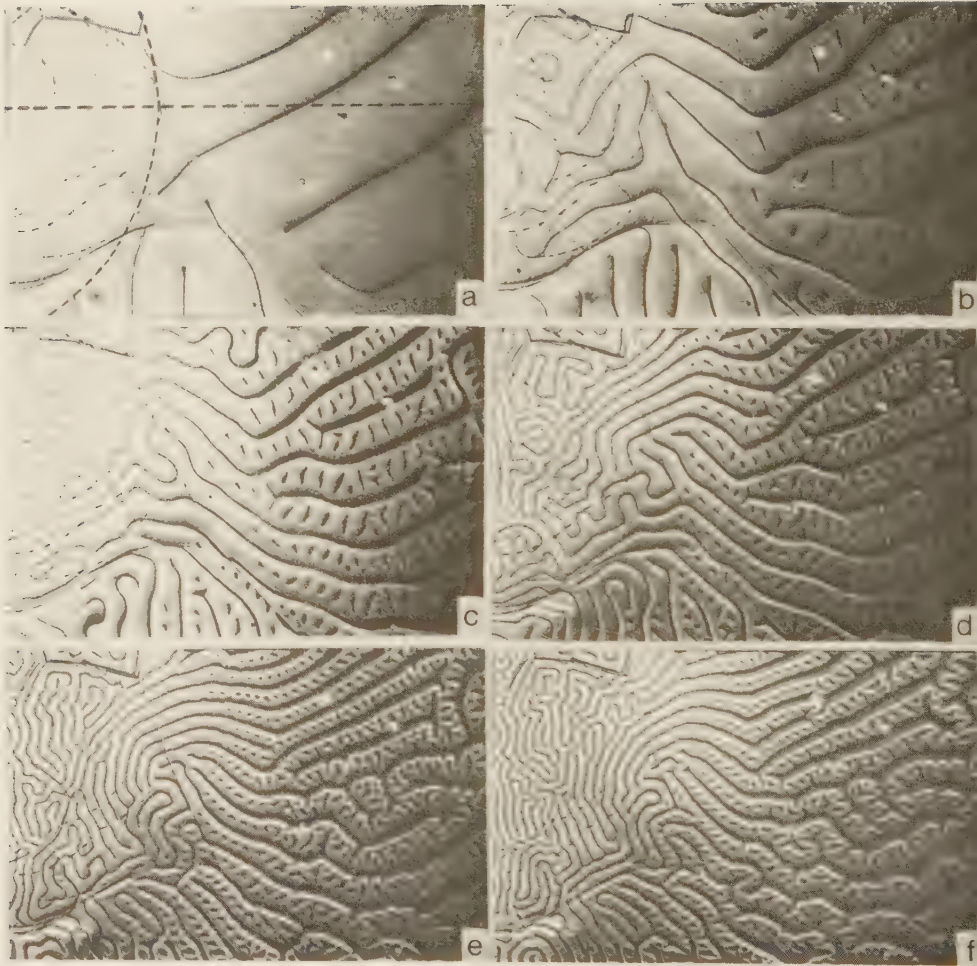


a. Geometrie der Probe mit Dickengradient (Maßangaben in mm)



b. Dickenverlauf der Probe als Funktion des Radius r

Fig. 1: Geometrie und Dickenverlauf der in Abschnitt 3 diskutierten Probe



— 100 μm

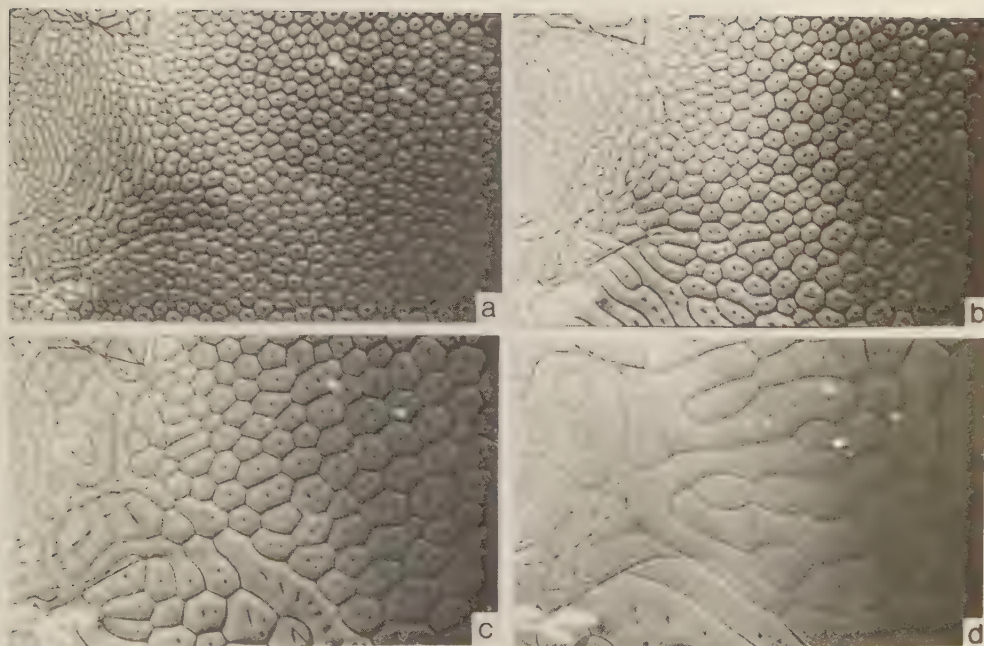
Fig. 2: Probe mit Dickengradient: $(\text{NI})_{\text{T}}$ -Übergang

a. $h = 0,90$ b. $h = 0,78$

c. $h = 0,62$ d. $h = 0,50$

e. $h = 0,30$ f. $h = 0,00$

Die gestrichelte Gerade in Bild a gibt den Radius an, für den in Fig. 1b der Dickenverlauf dargestellt ist. Der Kreisbogen beschreibt die Grenze der 90 μm dicken Zone.



— 100 μm

Fig. 3: Probe mit Dickengradient: $(\text{SI})_{\text{T}}$ -Übergang

a. $h = 0,42$ b. $h = 0,62$

c. $h = 0,78$ d. $h = 0,90$

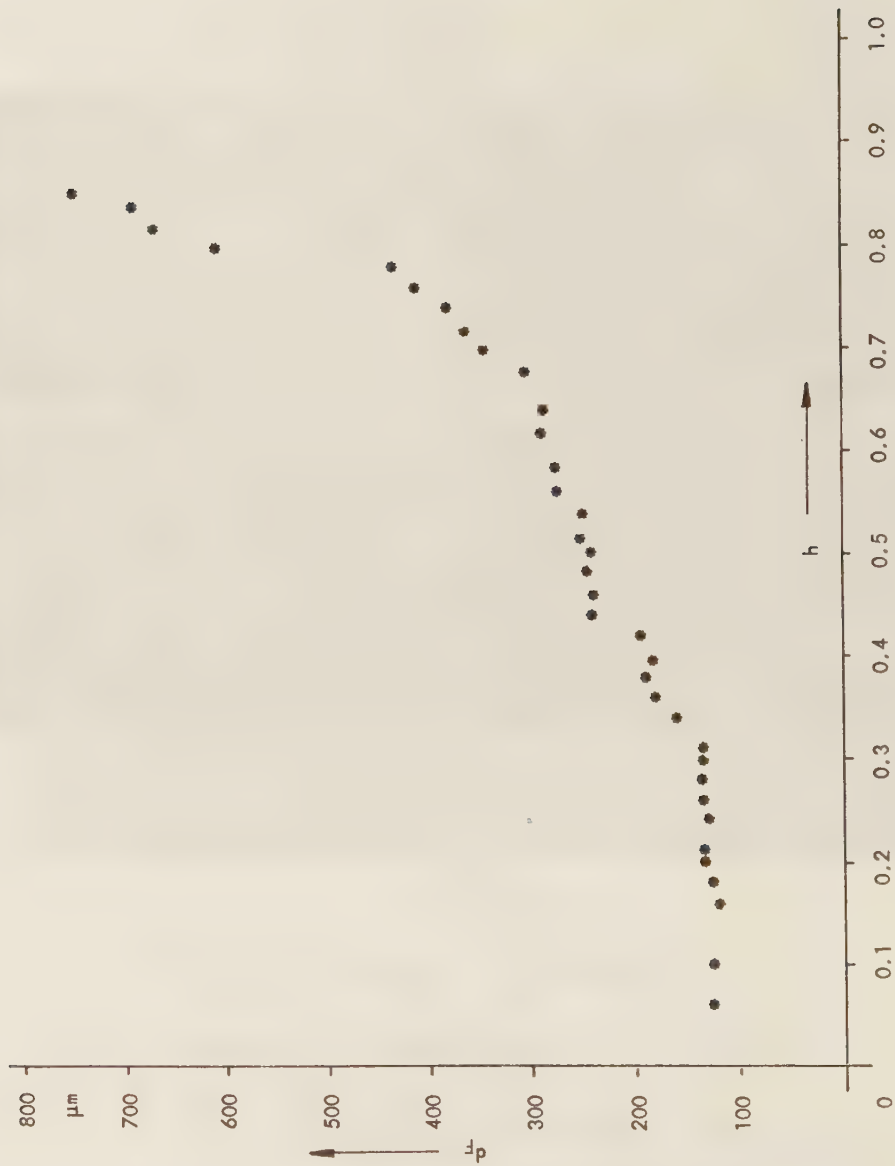


Fig. 4: Minimale Probendicke $d_F(h)$, bei der Feinstruktur auftritt

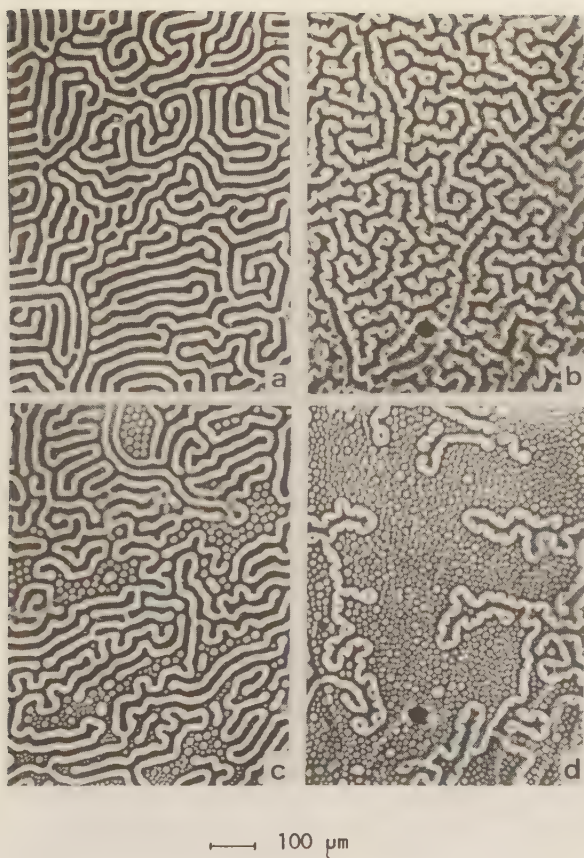


Fig. 5: Zwischenzustandsstrukturen ober- und unterhalb der kritischen Dicke d_s bei $h = 0.45$

$(\text{NI})_T$ -Übergang:

a. $d = 115 \mu\text{m}$

b. $d = 169 \mu\text{m}$

$(\text{SI})_T$ -Übergang:

c. $d = 115 \mu\text{m}$

d. $d = 169 \mu\text{m}$

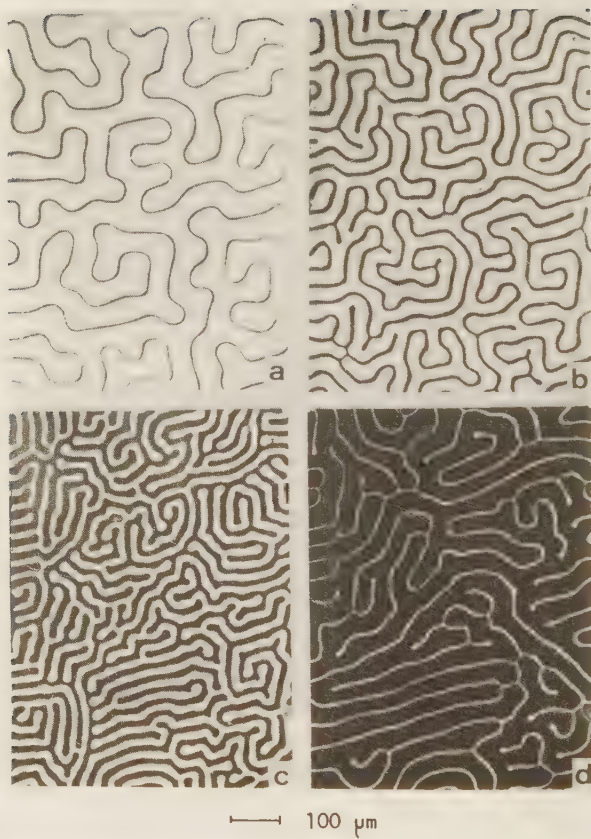


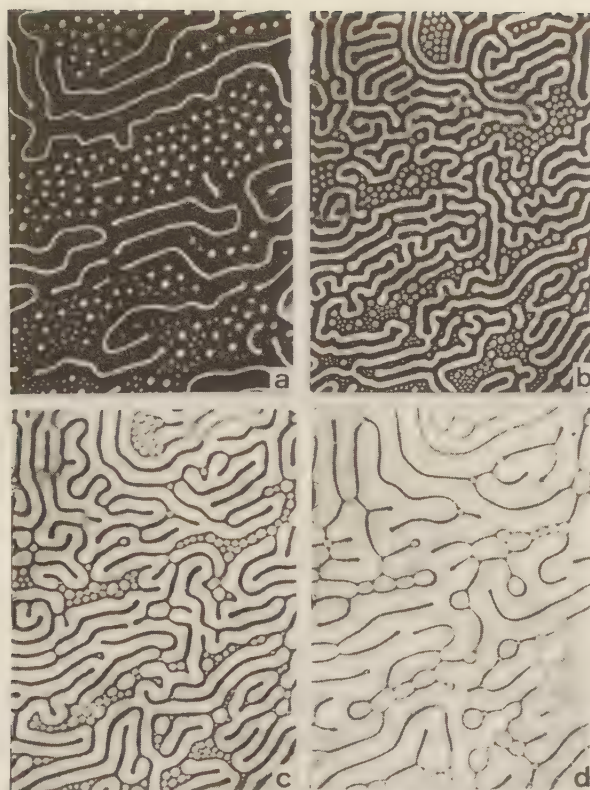
Fig. 6: Zwischenzustandsstrukturen von Probe IV: $(\text{NI})_T$ -Übergang

a. $h = 0.85$

b. $h = 0.70$

c. $h = 0.45$

d. $h = 0.15$



— 100 μm

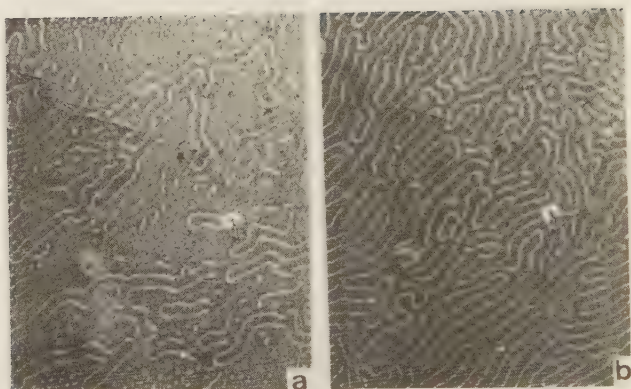
Fig. 7: Zwischenzustandsstrukturen von Probe IV: $(\text{SI})_{\text{T}}$ -Übergang

a. $h = 0.15$

b. $h = 0.45$

c. $h = 0.70$

d. $h = 0.85$



└─┘ 100 μm

Fig. 8: Abhängigkeit der Zwischenzustandsstrukturen von der Geschwindigkeit der Änderung des äußeren Feldes (Probe III)

- a. Das angelegte Feld wird plötzlich auf $h = 0.20$ erhöht.
- b. Das angelegte Feld wird auf $h = 0.20$ erhöht, wobei die Feldänderungsgeschwindigkeit ein Oersted pro Sekunde beträgt.

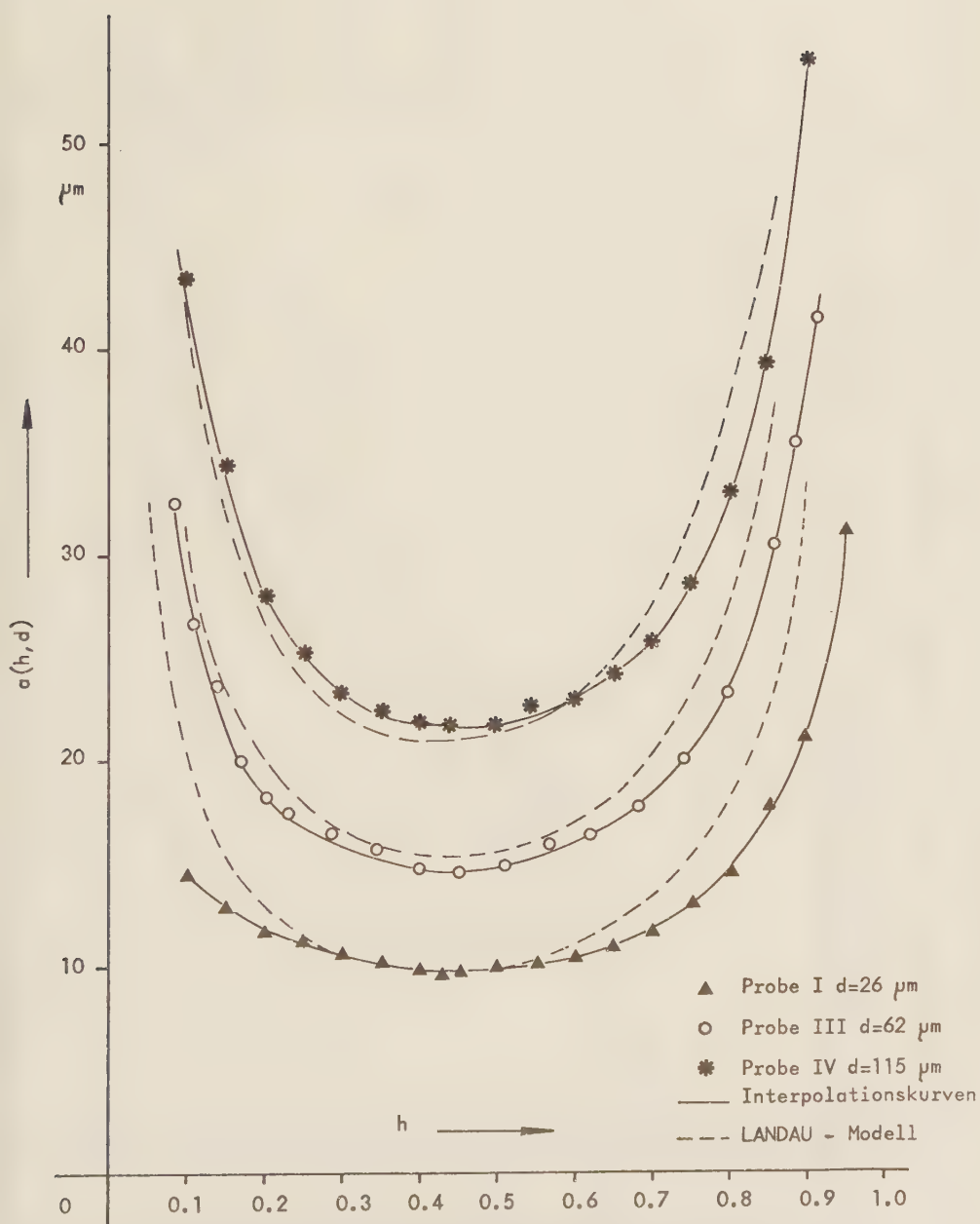


Fig. 9: Periode $a(h, d)$ der laminaren Bereiche: $(NI)_T$ -Übergang

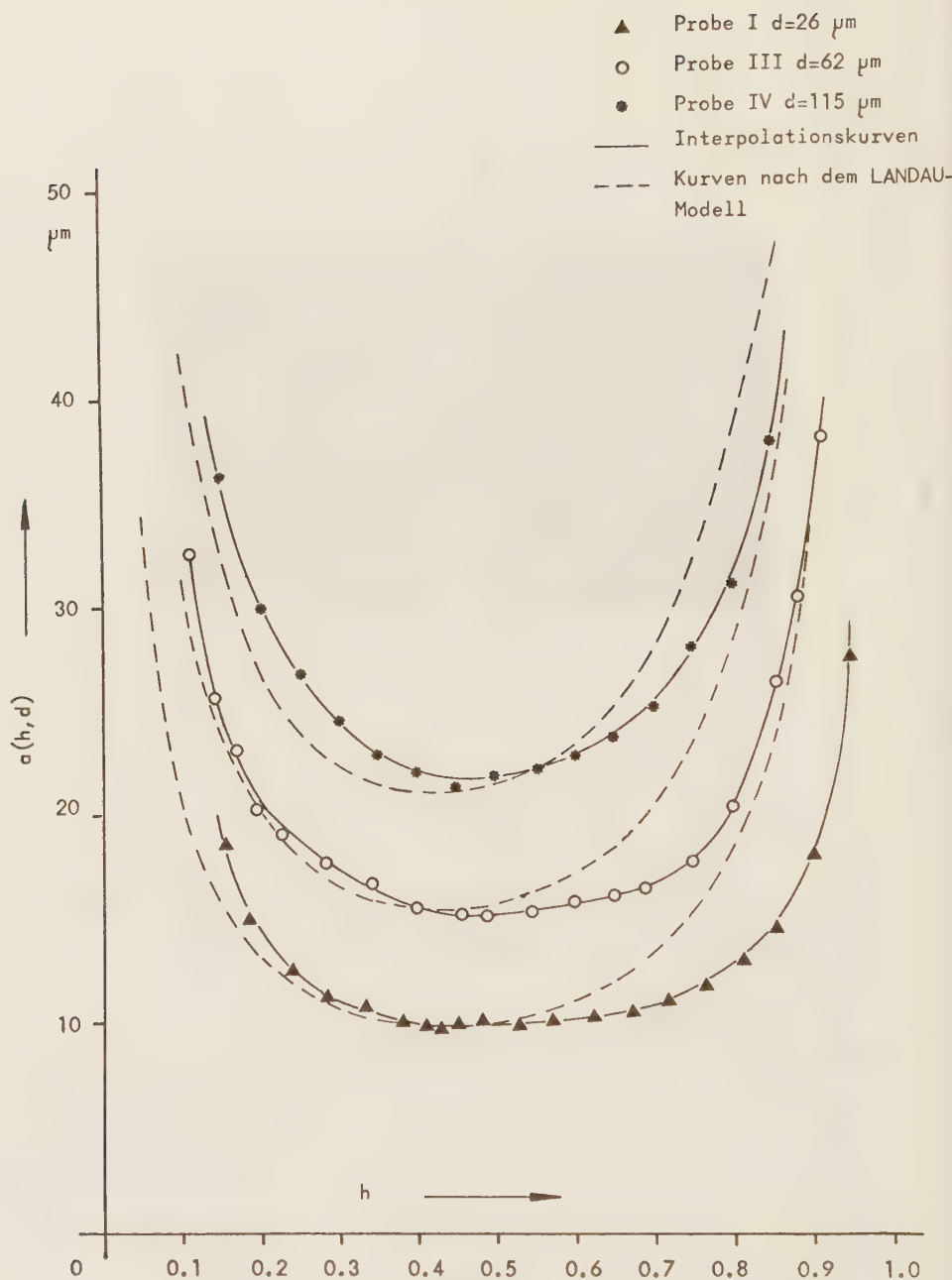


Fig. 10: Periode $a(h, d)$ der laminaren Bereiche: $(\text{SI})_T$ -Übergang

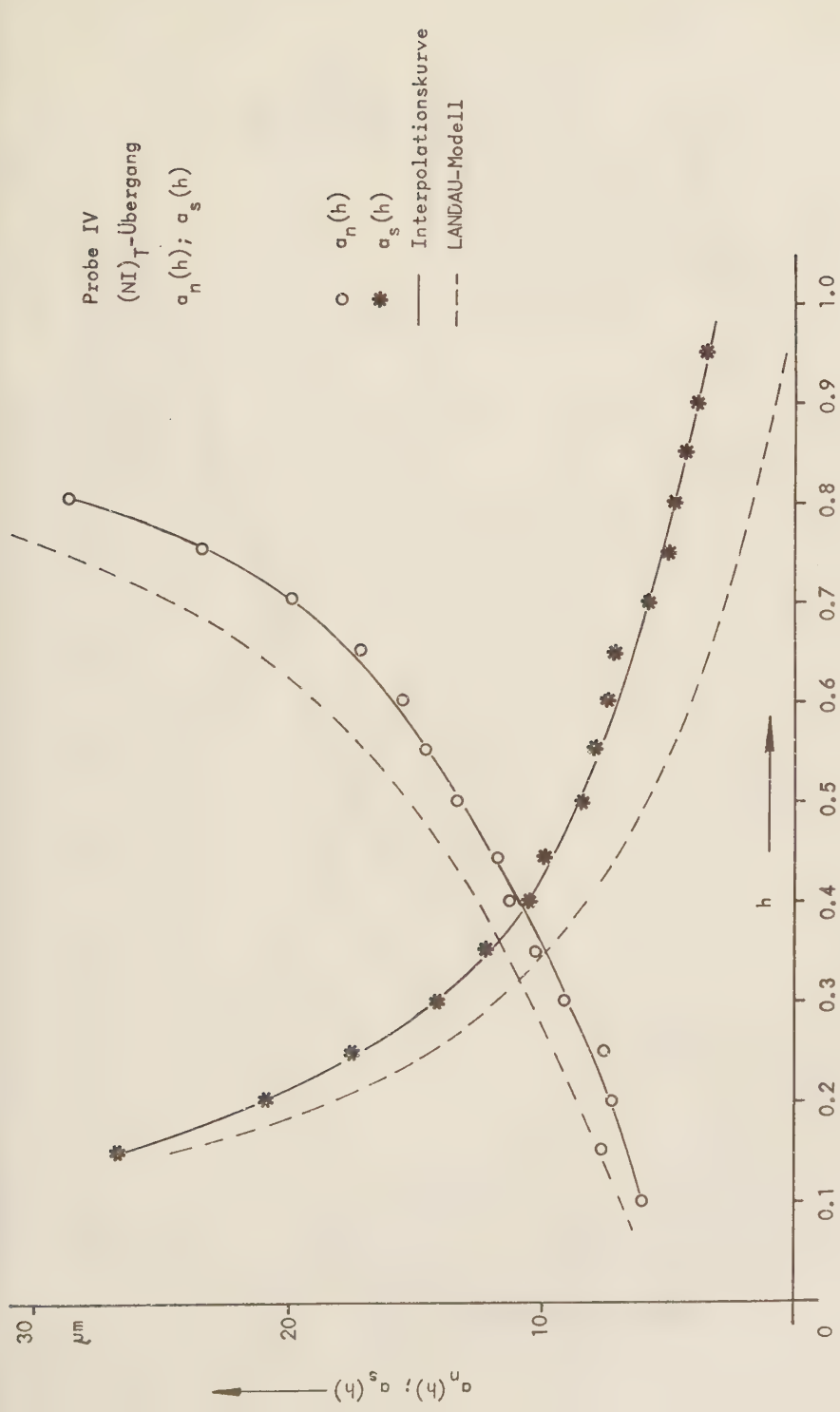


Fig. 11: Bereichsbreite $a_n(h)$ und $a_s(h)$ von Probe IV beim (NI)_T-Übergang

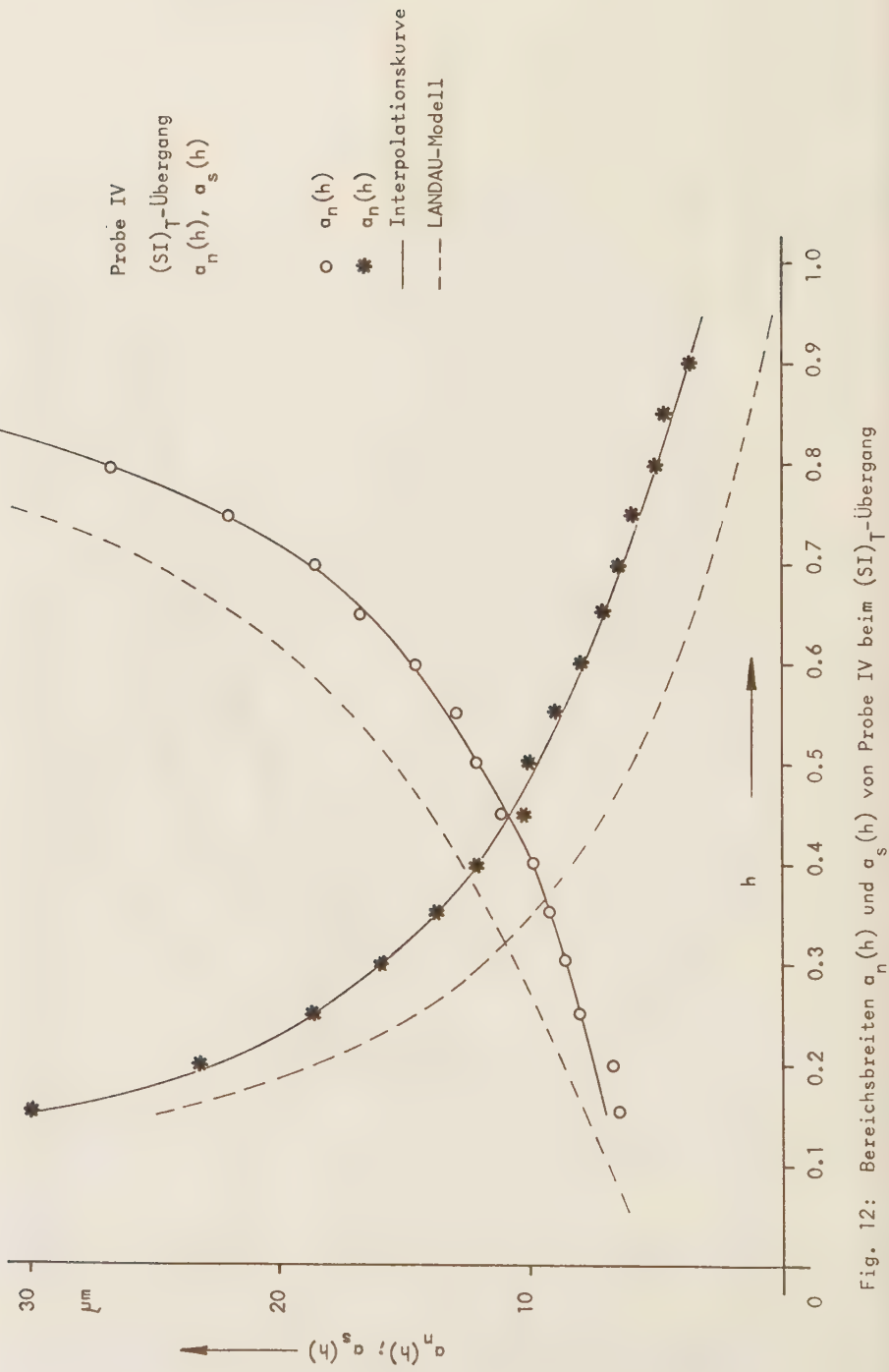


Fig. 12: Bereichsbreiten $a_n(h)$ und $a_s(h)$ von Probe IV beim (SI)_T-Übergang

$$\delta = \frac{\alpha((NI)_T) - \alpha((SI)_T)}{1/2 \{ \alpha((NI)_T) + \alpha((SI)_T) \}}$$

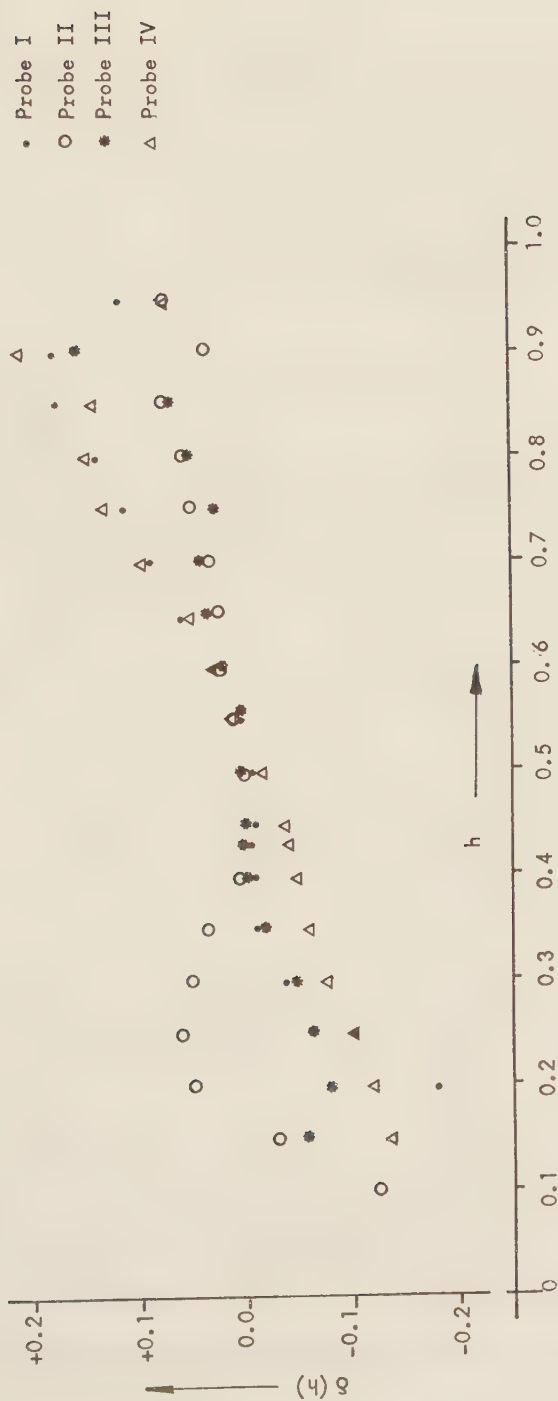


Fig. 13: Unterschied δ der Periode zwischen $(SI)_T$ und $(NI)_T$ -Übergang als Funktion von h

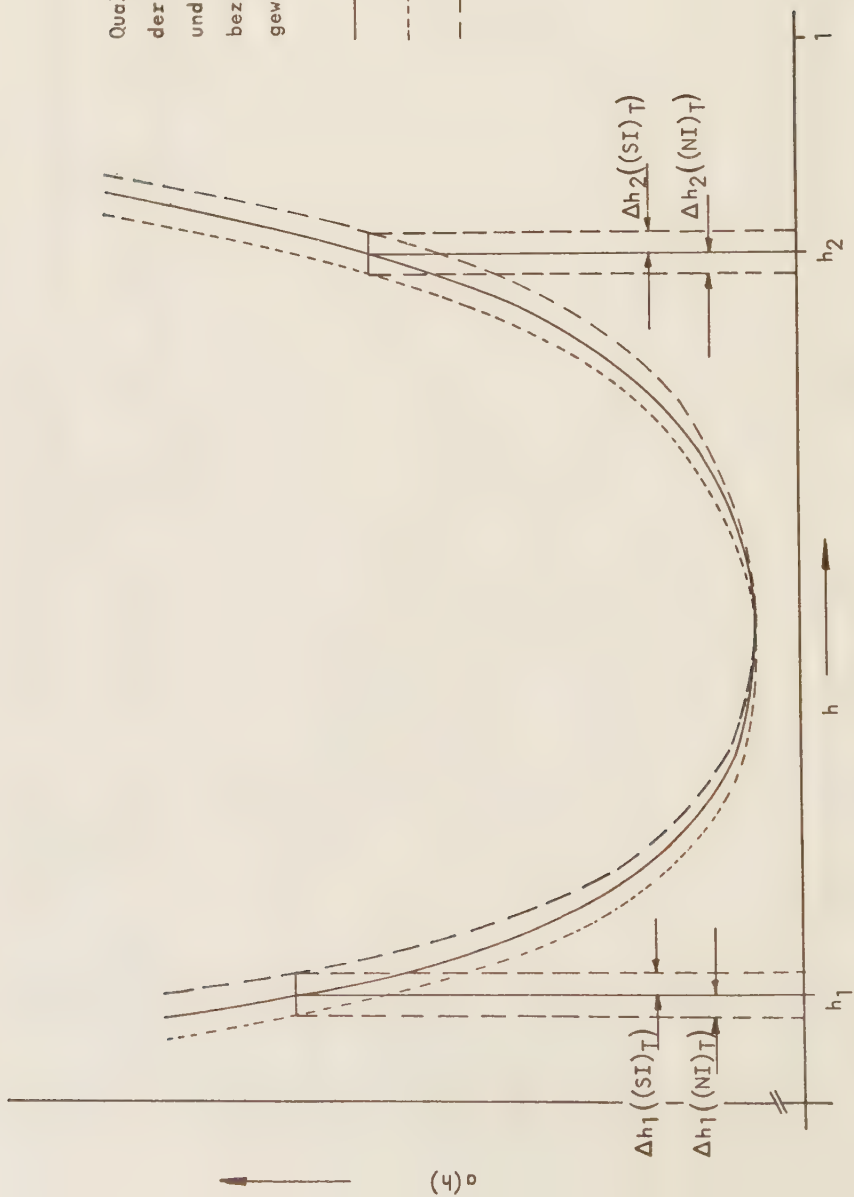


Fig. 14: Qualitativer Verlauf der Periode von $(SI)_T$ -Übergang und $(NI)_T$ -Übergang in bezug auf die Gleichgewichtsperiode

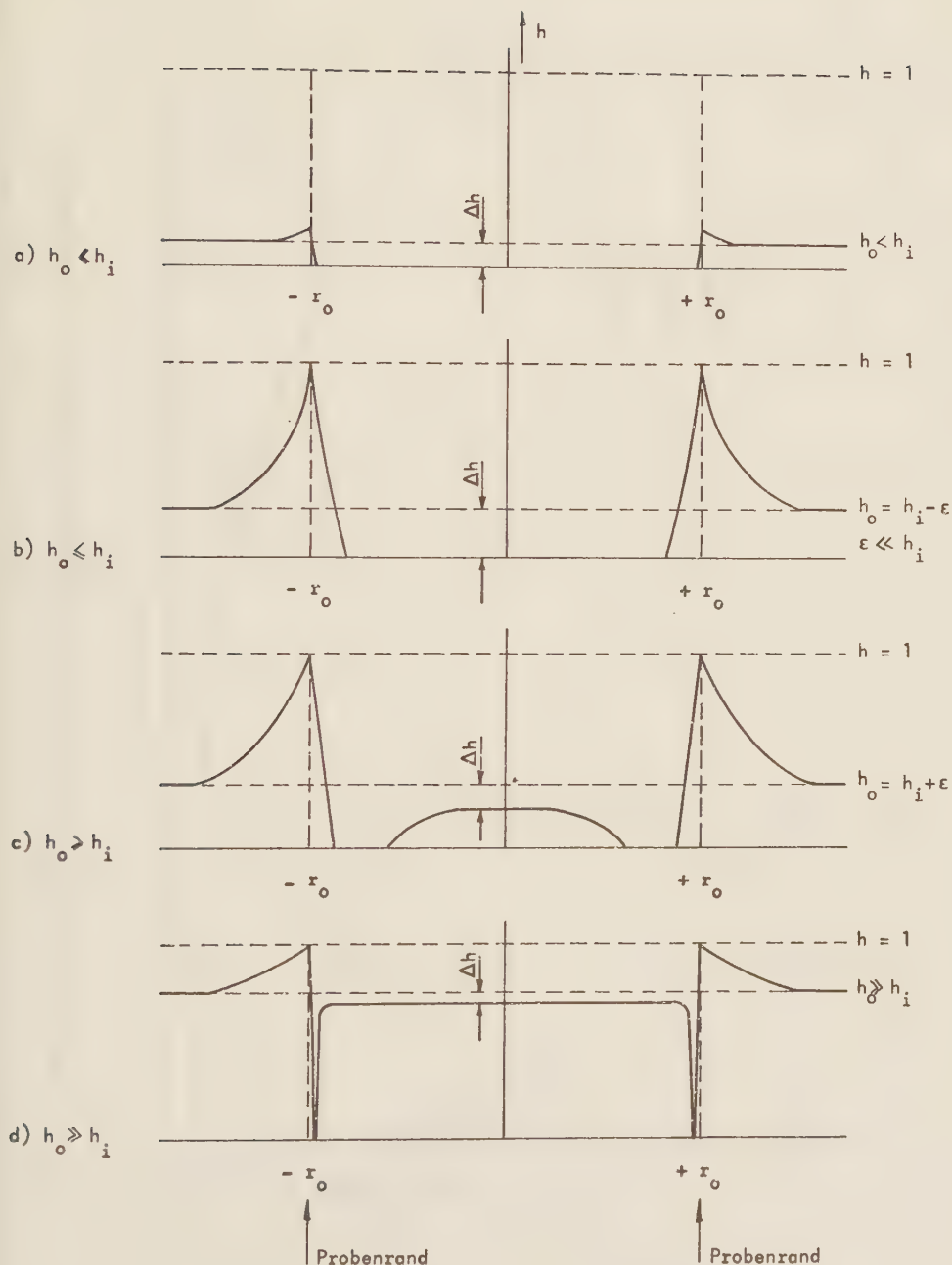


Fig. 15: Qualitative Feldverteilung beim $(SI)_T$ -Übergang



Fig. 16: Qualitativer Verlauf der Verschiebung der Übergänge gegenüber dem Gleichgewicht

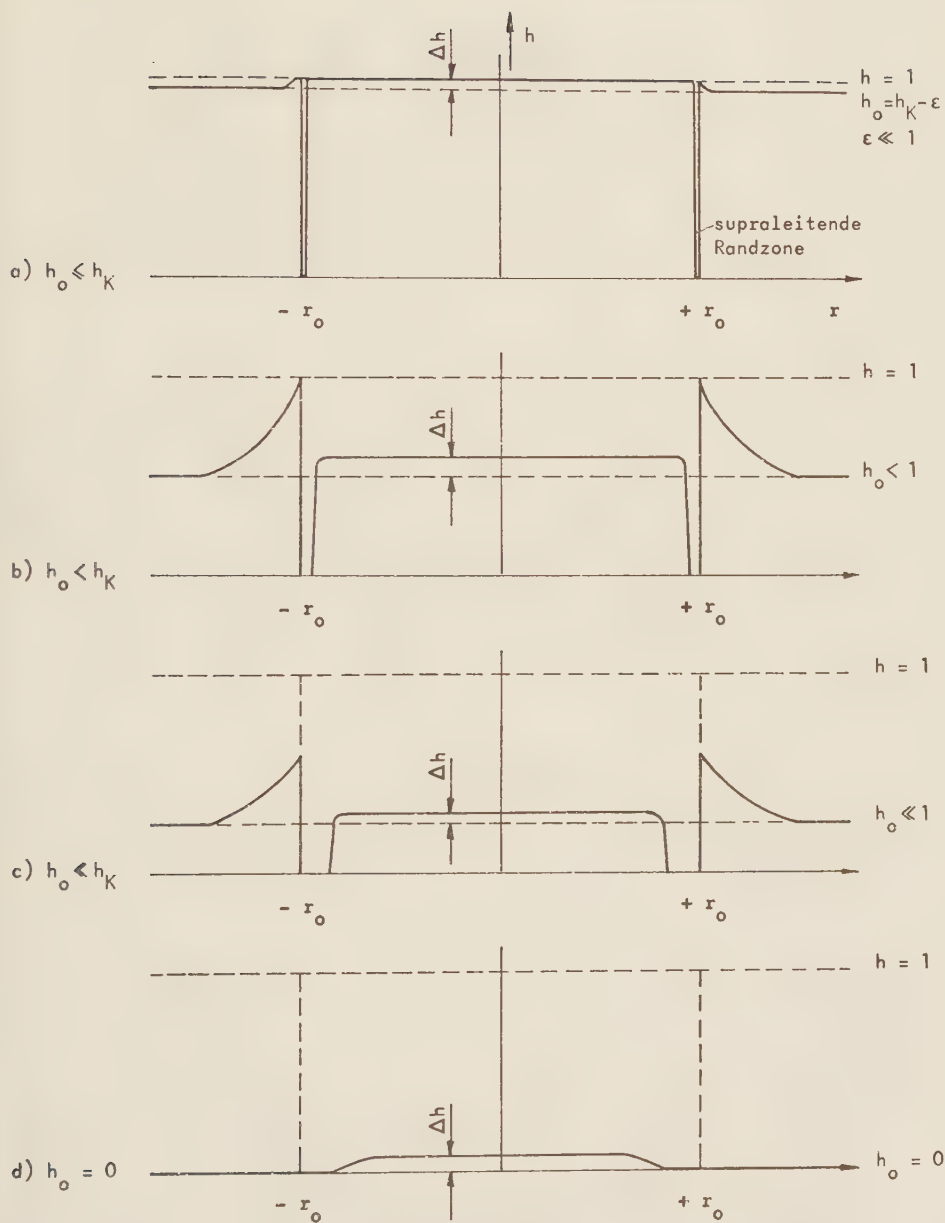


Fig. 17: Qualitative Feldverteilung beim $(NI)_T$ -Übergang

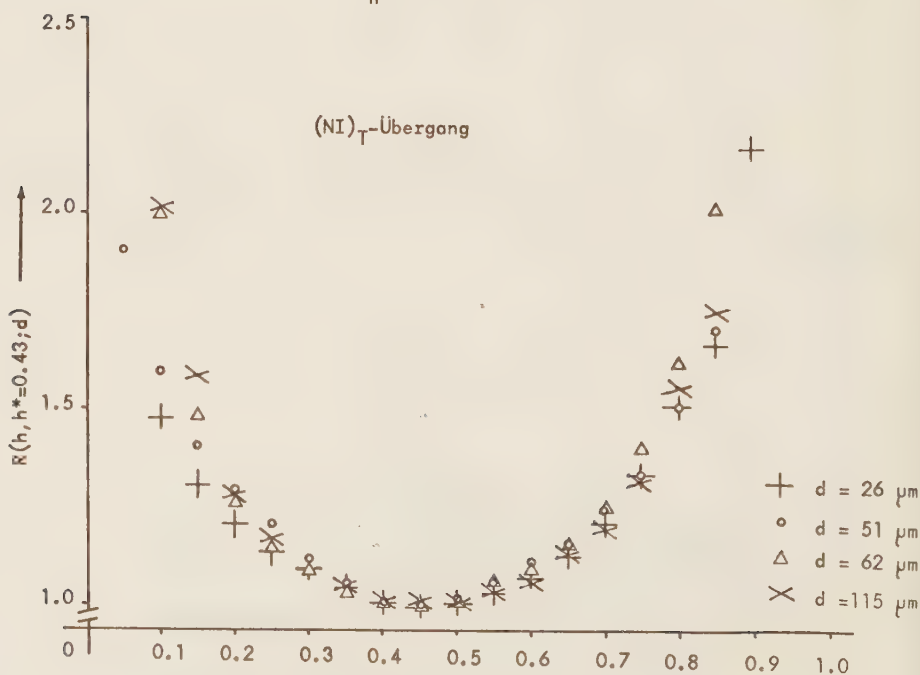
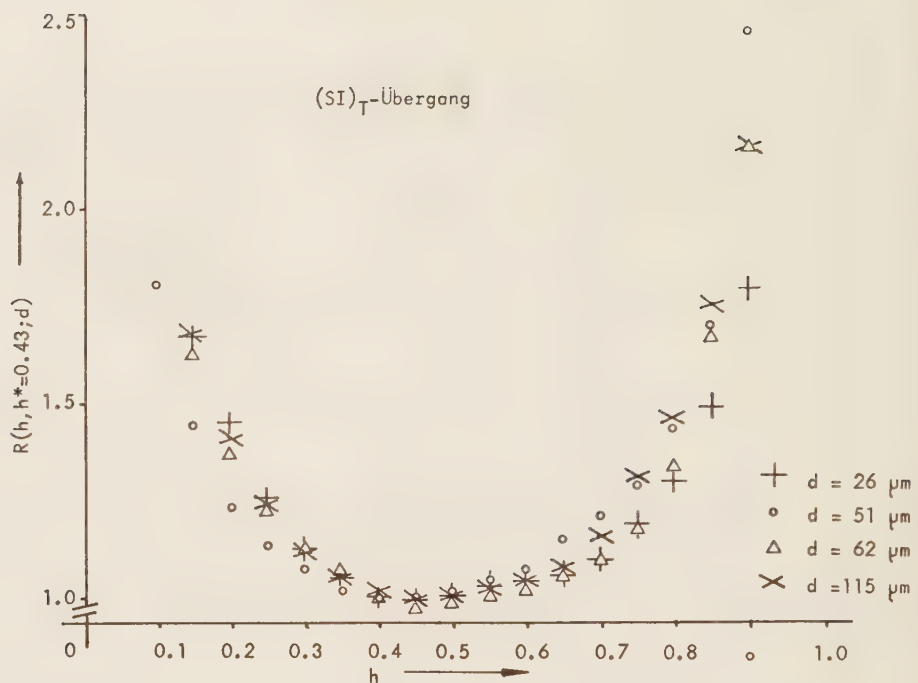


Fig. 18: $R(h, h^*=0.43; d) = a(h, d)/a(h^*, d)$ als Funktion von h

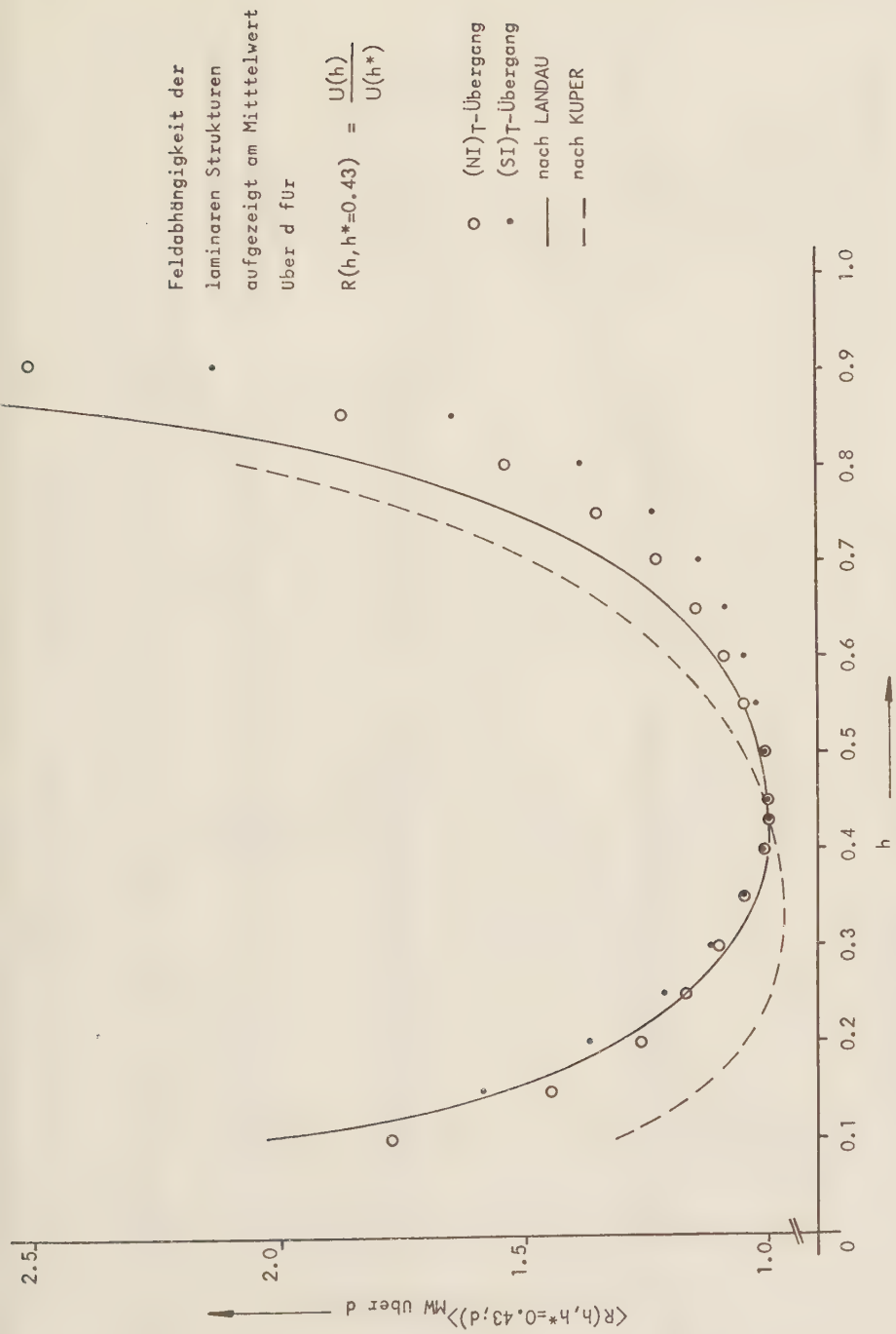


Fig. 19: Feldabhängigkeit der laminaren Strukturen

Mittelwerte über $0.3 \leq h \leq 0.7$

----- $(NI)_T$ -Übergang
 --- $(SI)_T$ -Übergang



Fig. 20: $Q(d, d^*; h) = \frac{Q(h, d)}{Q(h, d^*)}$ als Funktion von h für $d^* = 62 \mu m$

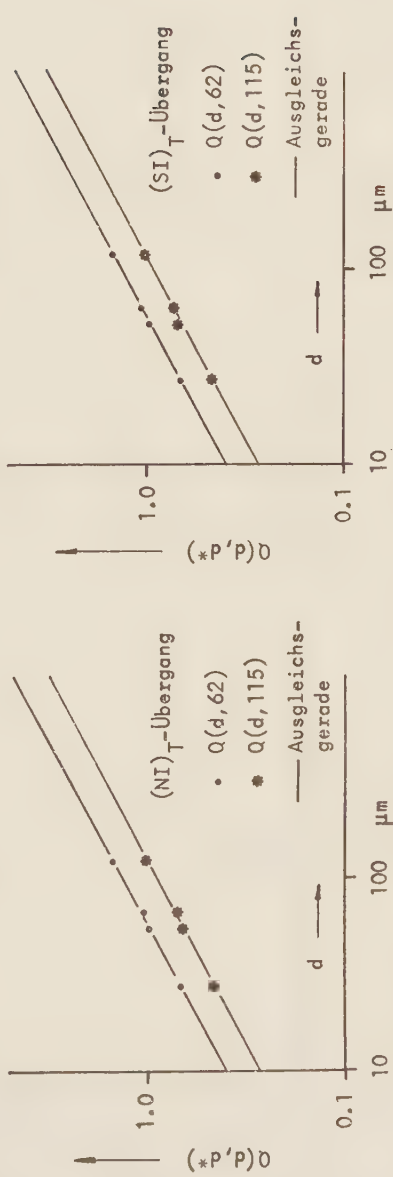
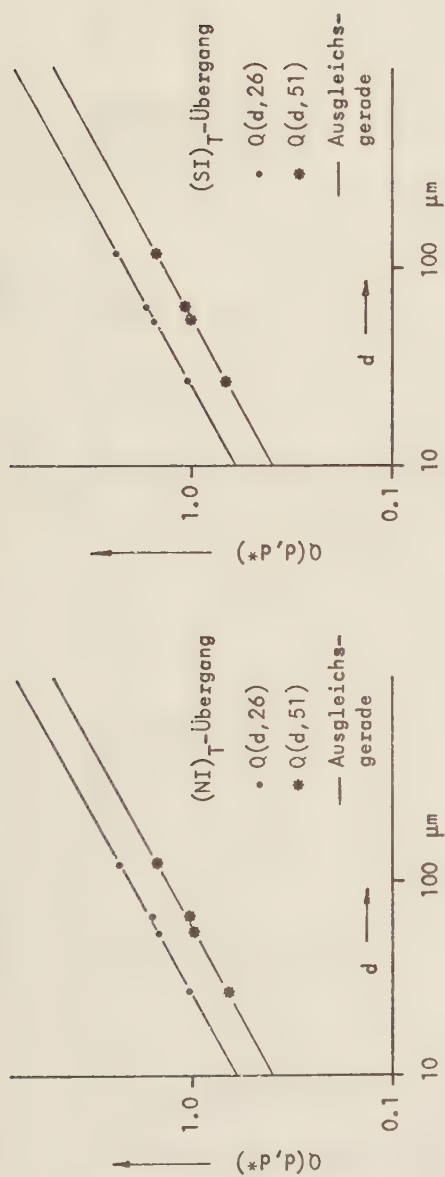


Fig. 21: Dickenabhängigkeit von $Q(d, d^*) = a(h, d) / a(h, d^*)$

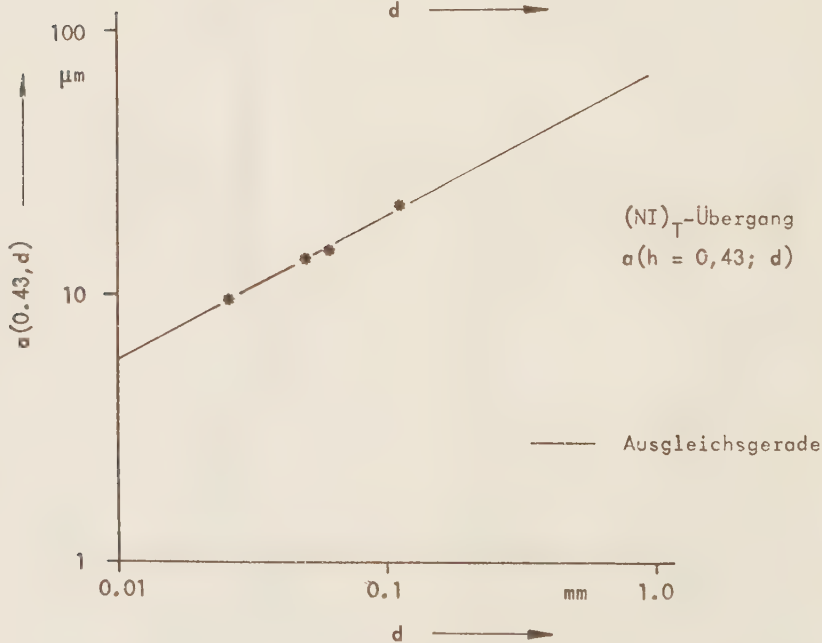
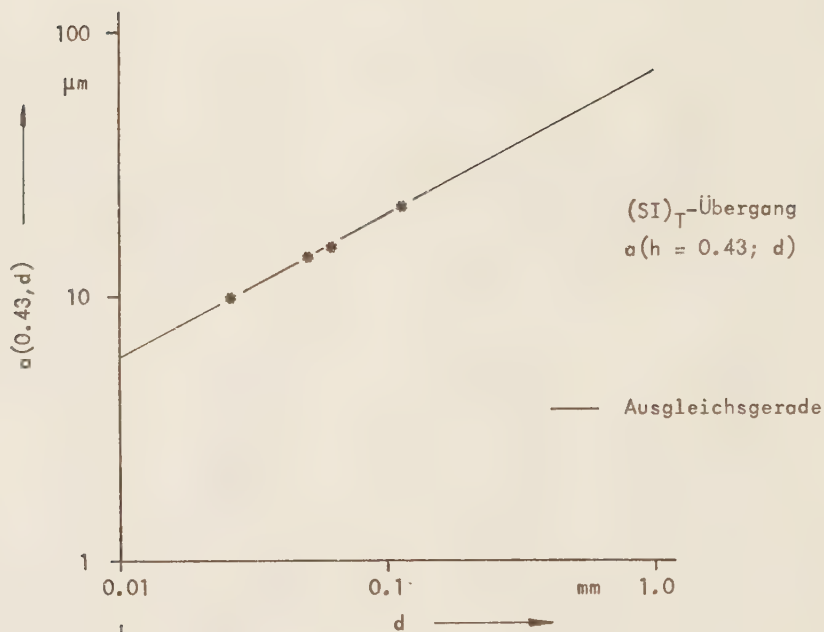


Fig. 22: Periode der laminaren Strukturen als Funktion der Proben-
dicke d

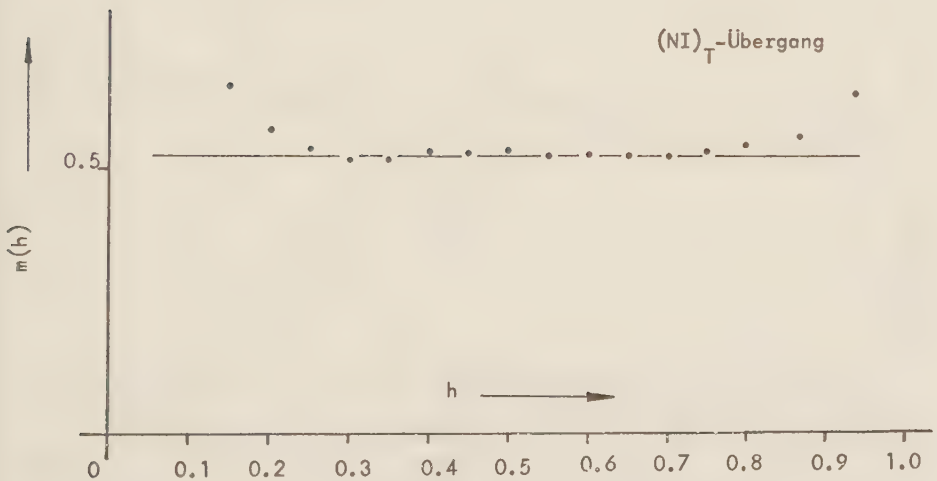
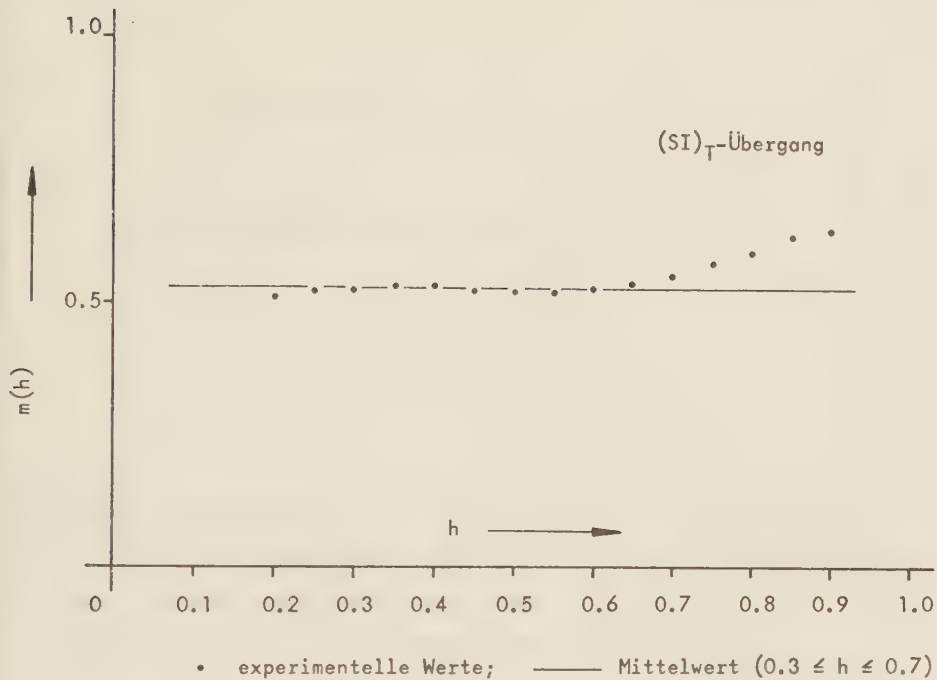


Fig. 23: Dickenabhängigkeit der Periode: $a(h,d) \sim d^m$
 m als Funktion des äußeren Magnetfeldes h

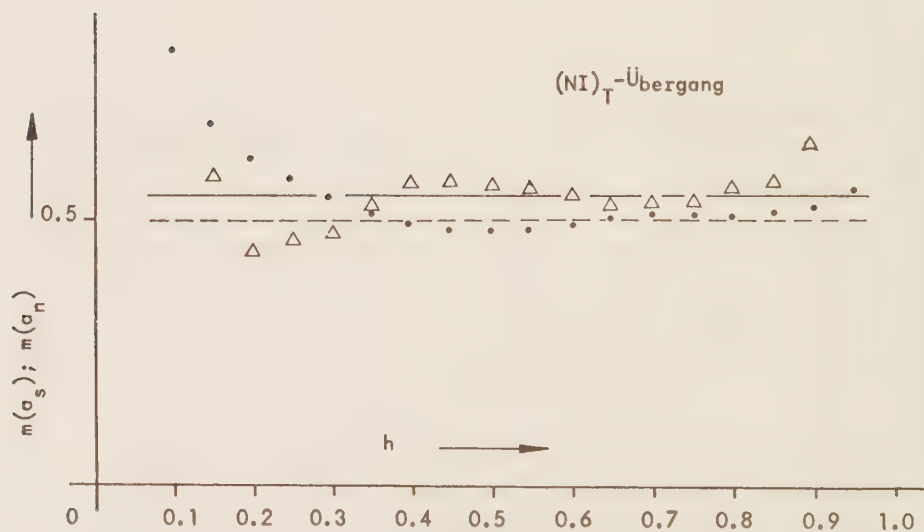
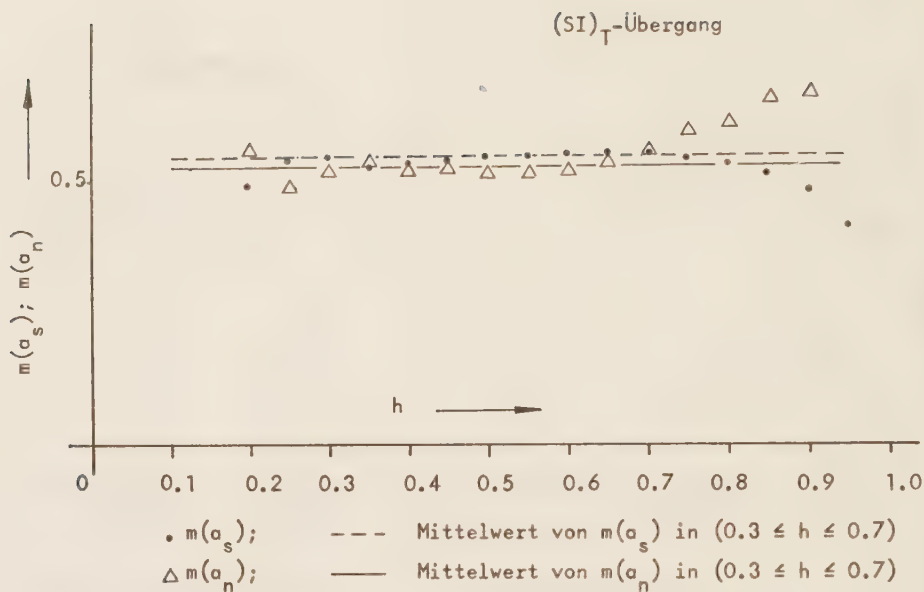


Fig. 24: Dickenabhängigkeit der Bereichsbreiten: $a_s \sim d^{m(a_s)}$; $a_n \sim d^{m(a_n)}$
 $m(a_s)$ und $m(a_n)$ als Funktion von h

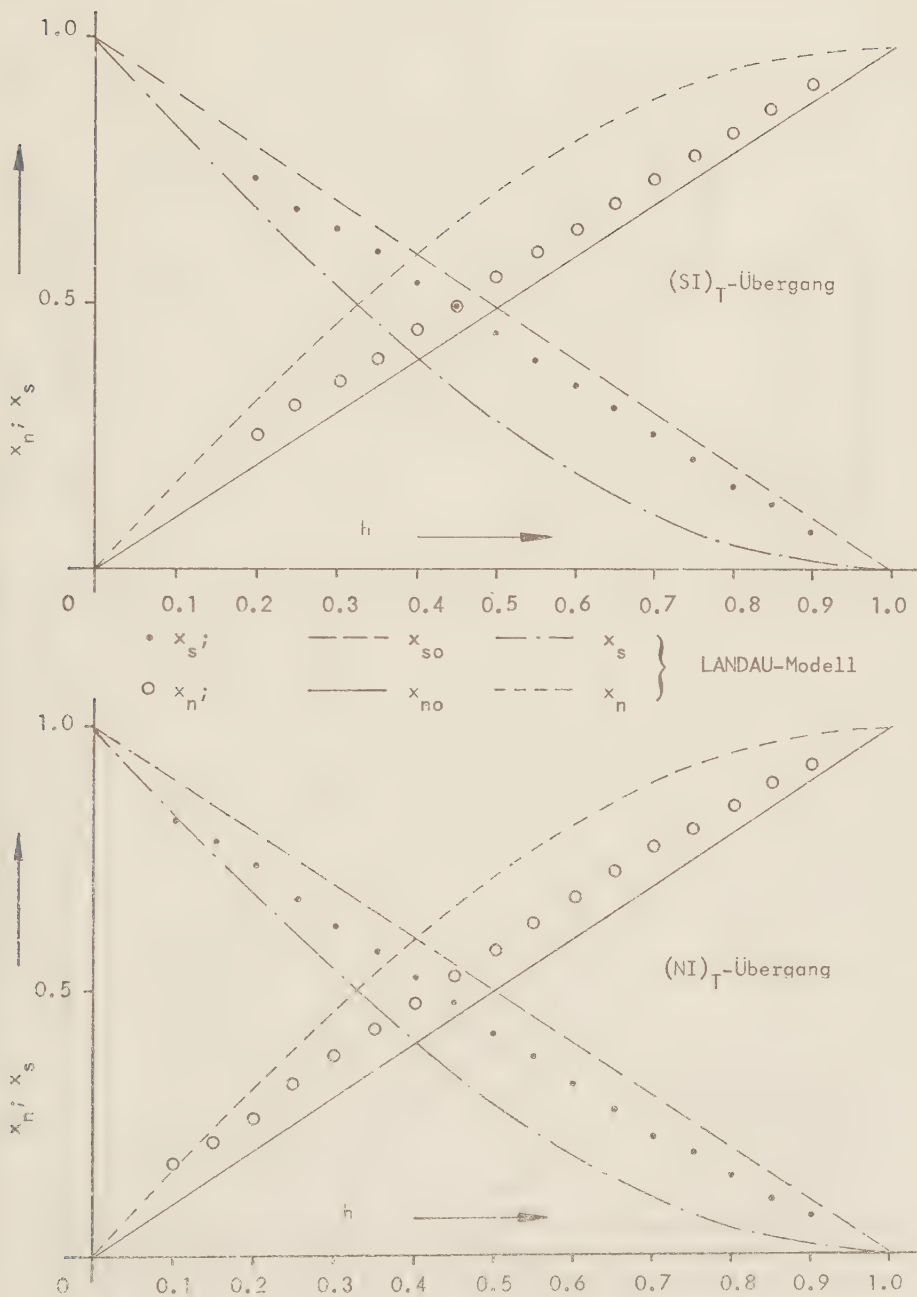


Fig. 25: Relative Breite x_n der nI und x_s der sI Lamellen
Mittelwerte über Probe I bis IV

Relative Verbreiterung

$$c(h) = \frac{a_n - a_{no}}{a}$$

- (NI)_T-Übergang
- (SI)_T-Übergang
- Kurve nach LANDAU

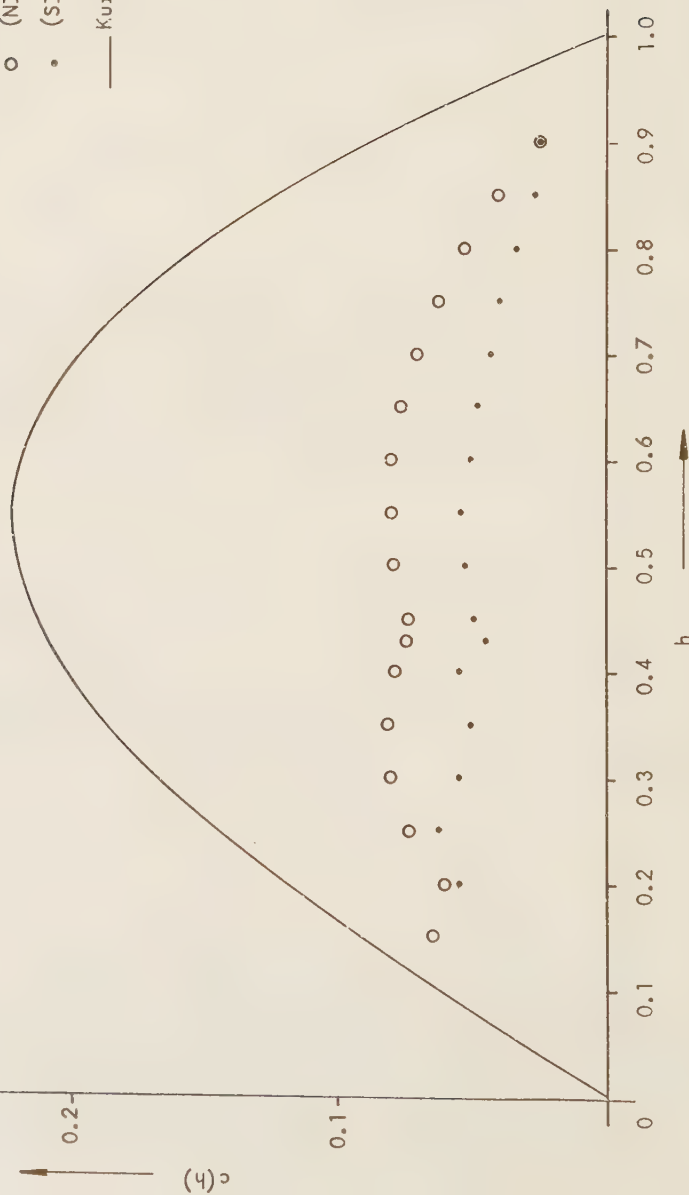


Fig. 26: Relative Verbreiterung der nl Bereiche an der Probenoberfläche

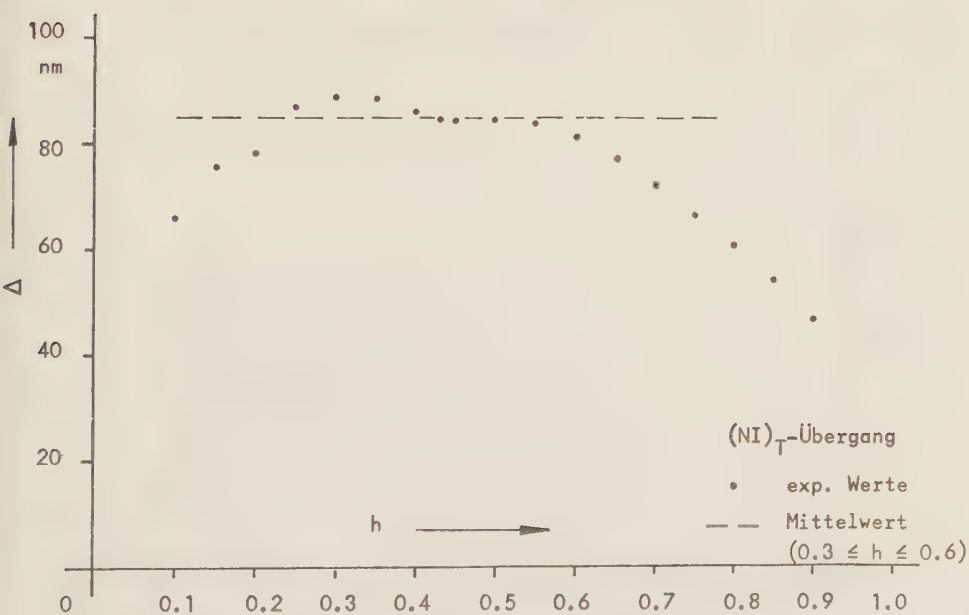
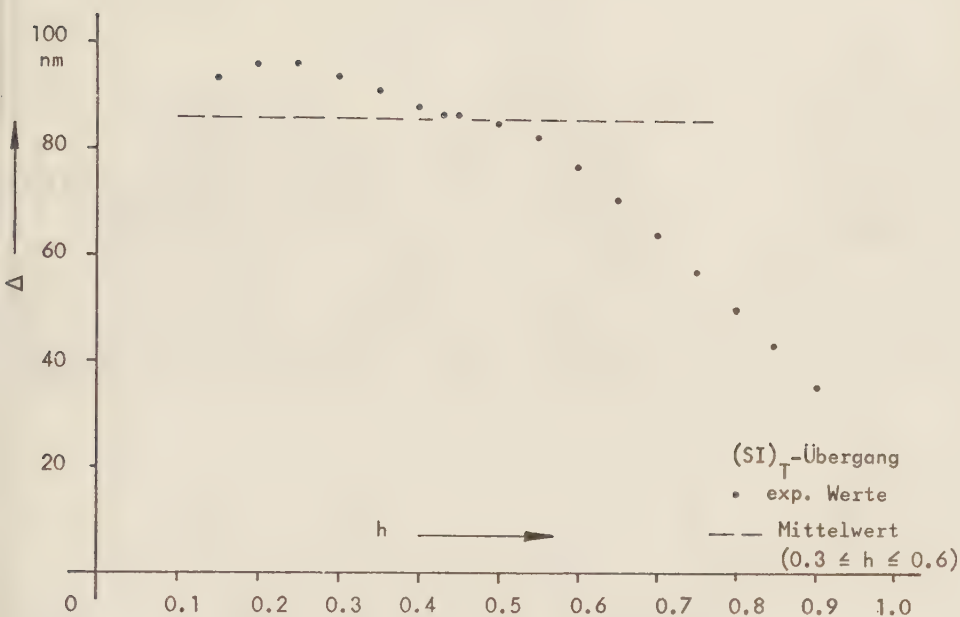


Fig. 27: Grenzflächenenergieparameter Δ als Funktion von h : Mittelwert für $d < d_s$

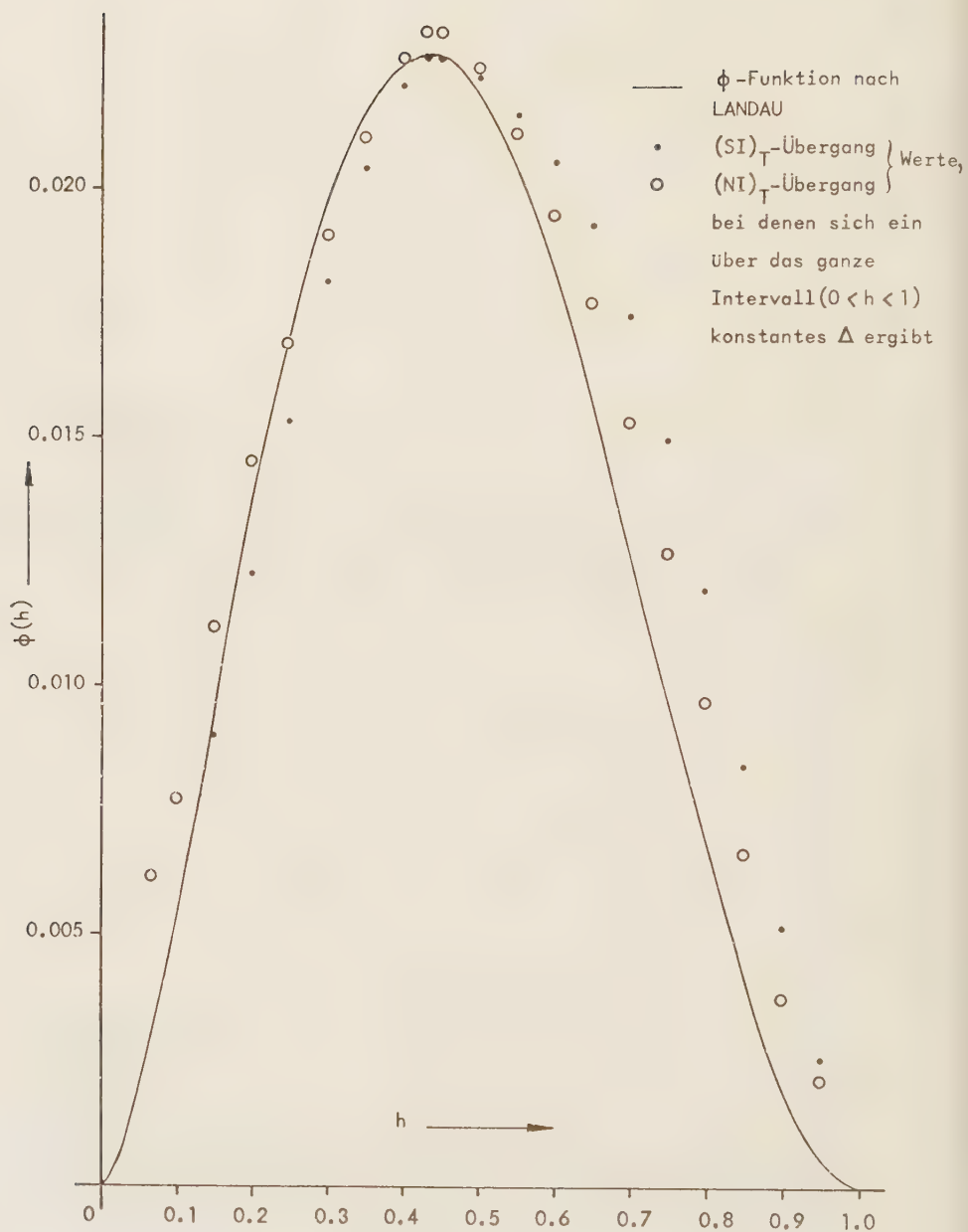
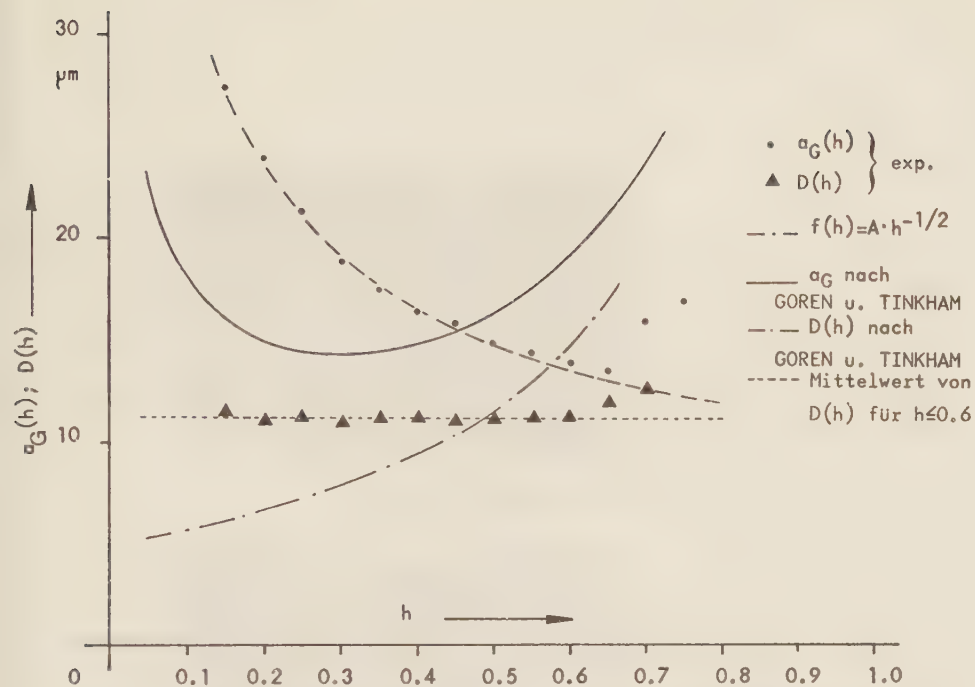
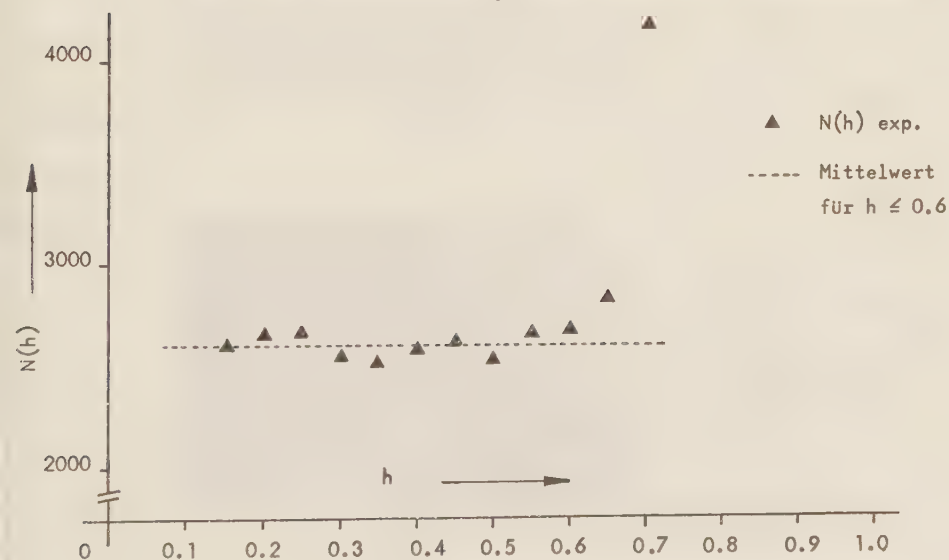


Fig. 28: ϕ -Funktion des LANDAU-Modells im Vergleich zum Experiment

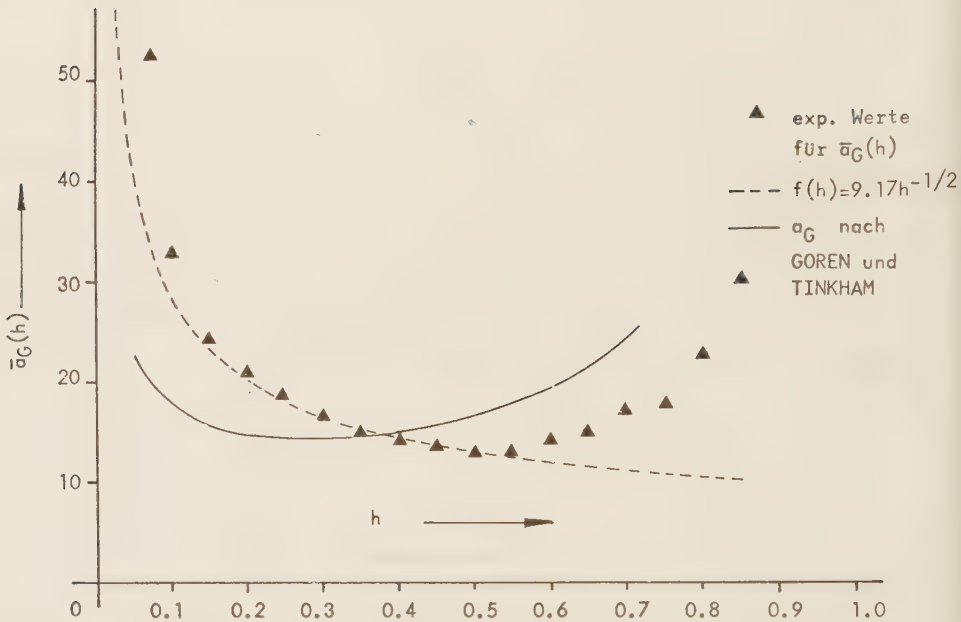


a. Flußliniengitterkonstante a_G und mittlerer Flußliniendurchmesser D

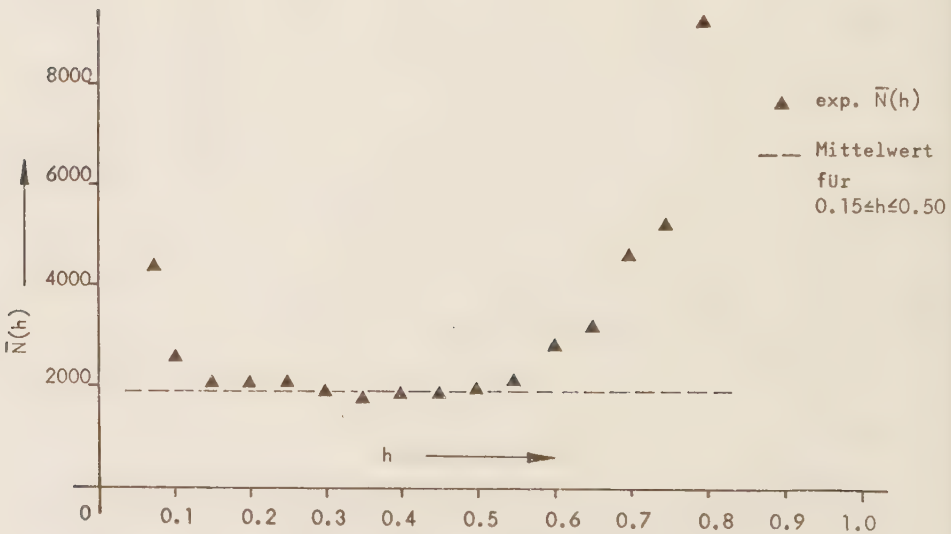


b. Zahl der Flußquanten pro Flußlinie $N(h)$

Fig. 29: Ausmessung eines ausgewählten Flußliniengitters in Probe IV

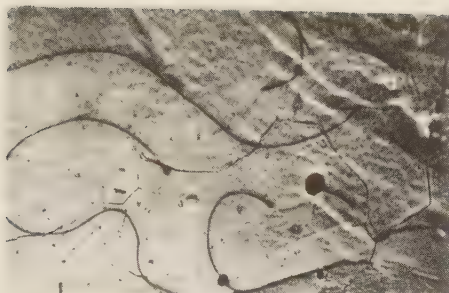


a. Mittlere Flußliniengitterkonstante $\bar{a}_G$

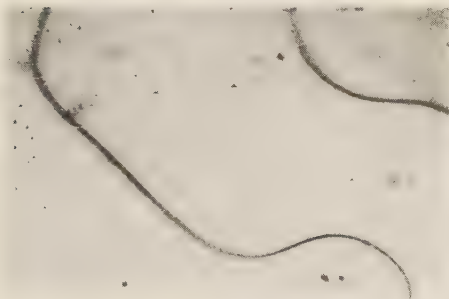


b. Mittlere Flußquantenzahl pro Flußlinie $\bar{N}(h)$

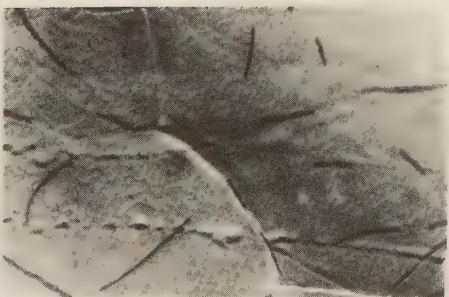
Fig. 30: Mittelwerte $\bar{a}_G$ und $\bar{N}$ über alle Flußliniengitter des zur Verfügung stehenden Probenausschnittes von Probe IV



$d = 0,169 \text{ mm (VI)}$



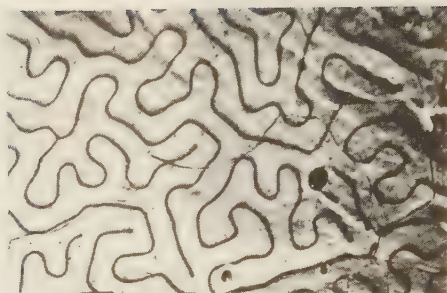
$d = 1,22 \text{ mm (IX)}$



$d = 10,70 \text{ mm (XIV)}$

— 100 μm

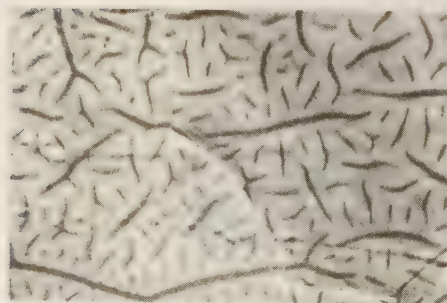
Fig. 31a: $(\text{NI})_T$ -Übergang - $h = 0,95$



$d = 0,169 \text{ mm (VI)}$



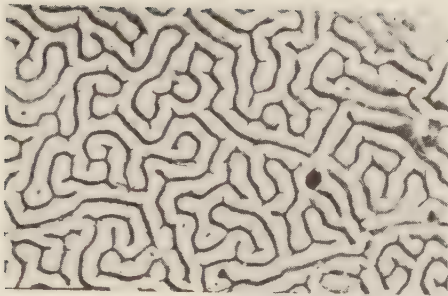
$d = 1,22 \text{ mm (IX)}$



$d = 10,70 \text{ mm (XIV)}$

100 μm

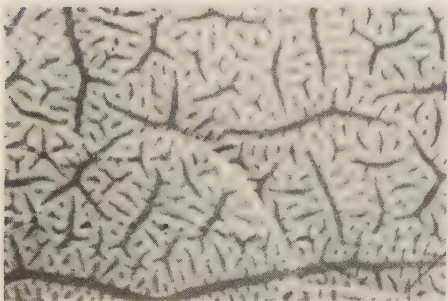
Fig. 31b: $(\text{NI})_T$ -Übergang - $h = 0,80$



$d = 0,169 \text{ mm (VI)}$



$d = 1,22 \text{ mm (IX)}$



$d = 10,70 \text{ mm (XIV)}$

— 100 μm

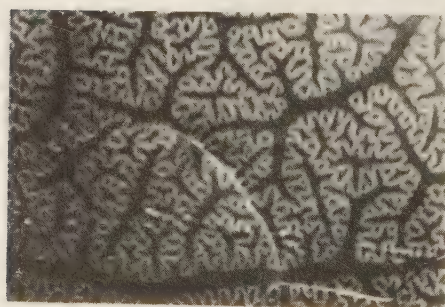
Fig. 31c: $(\text{NI})_{\text{T}}$ -Übergang - $h = 0,65$



$d = 0,169 \text{ mm (VI)}$



$d = 1,22 \text{ mm (IX)}$



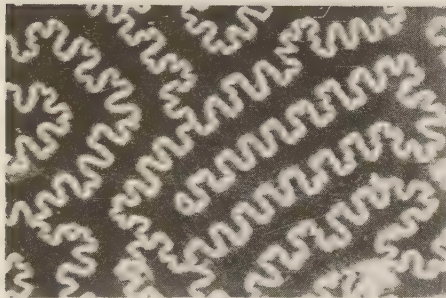
$d = 10,70 \text{ mm (XIV)}$

— 100 μm

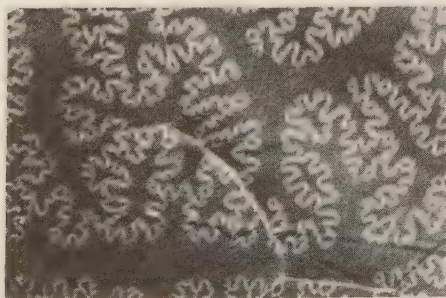
Fig. 31d: $(\text{NI})_{\text{T}}$ -Übergang - $h = 0,45$



$d = 0,169 \text{ mm (VI)}$



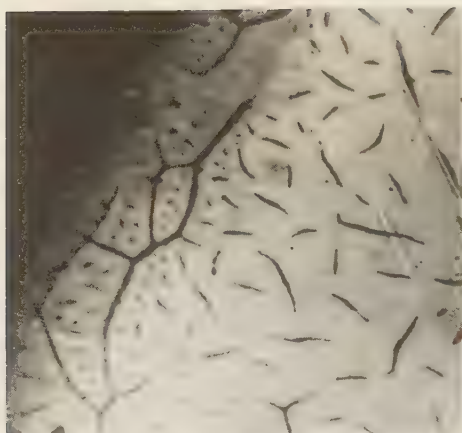
$d = 1,22 \text{ mm (IX)}$



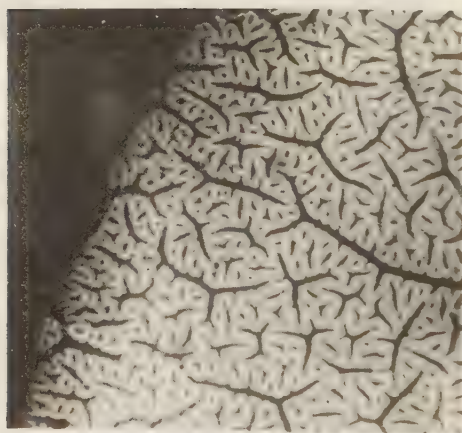
$d = 10,70 \text{ mm (XIV)}$

— 100 μm

Fig. 31e: $(\text{NI})_{\text{T}}$ -Übergang - $h = 0,25$



a. $h = 0.95$



b. $h = 0.75$



c. $h = 0.45$

100 μm


Fig. 32: Rand von Probe XIV beim $(\text{NI})_T$ -Übergang

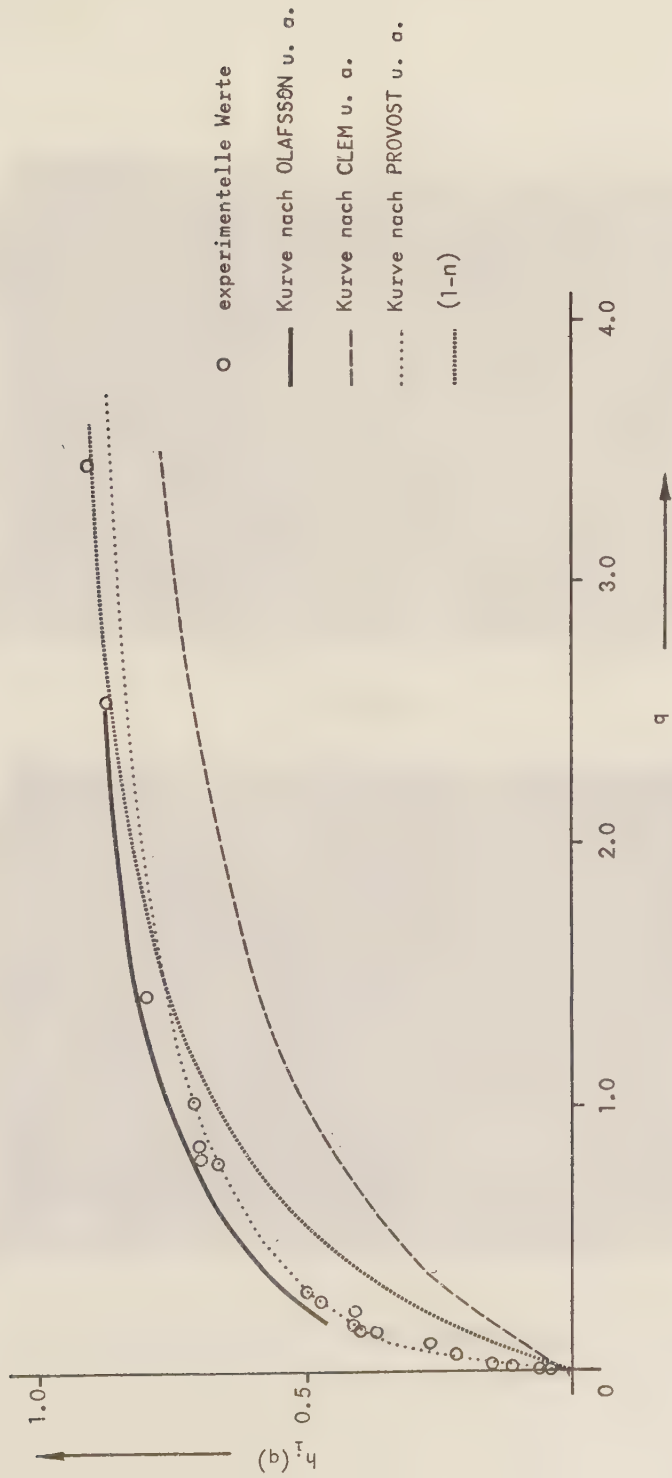
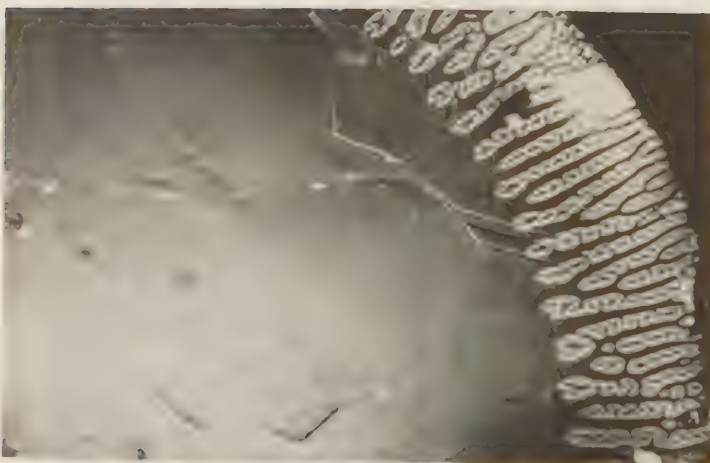


Fig. 33: Äußeres Magnetfeld h_i , bei dem beim $(SI)_T$ -Übergang das irreversible Eindringen erfolgt, als Funktion des Verhältnisses Dicke/Durchmesser (Proben zylindrisch)



a. $h = 0.45$

← 100 μm



b. $h = 0.65$

Fig. 34: Eindringvorgang beim $(SI)_T$ -Übergang von Probe XIV



c. $h = 0.85$

→ 100 μm



d. $h = 0.90$

Fig. 34: Eindringvorgang beim $(\text{SI})_{\text{T}}$ -Übergang von Probe XIV

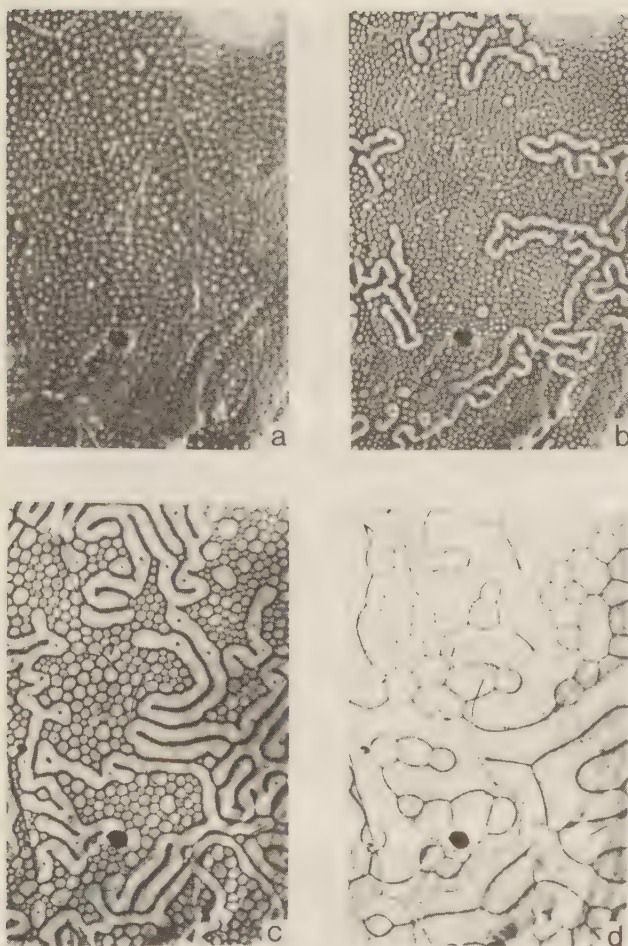
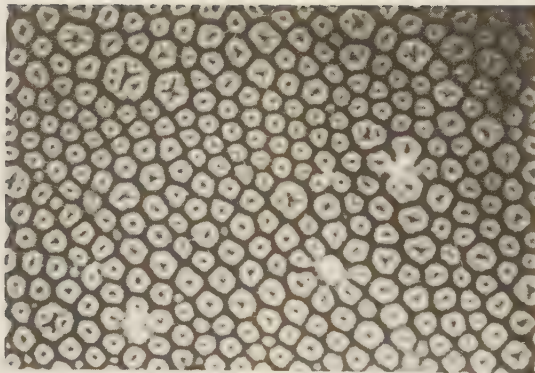
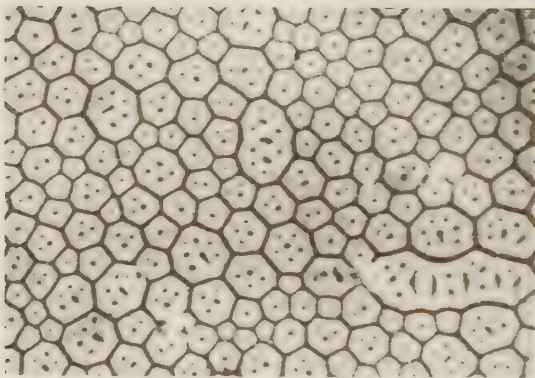


Fig. 36: $(SI)_T$ -Übergang von Probe VI ($d = 0,169$ mm)

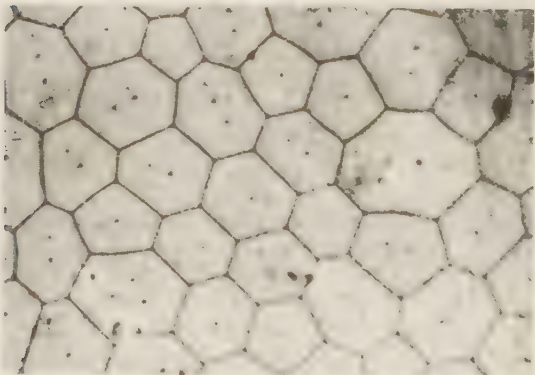
- | | |
|---------------|---------------|
| a. $h = 0,20$ | b. $h = 0,40$ |
| c. $h = 0,65$ | d. $h = 0,86$ |



a. $h = 0,50$



b. $h = 0,70$



c. $h = 0,85$

— 100 μm

Fig. 37: $(SI)_T$ -Übergang von Probe IX ($d = 1,22 \text{ mm}$)

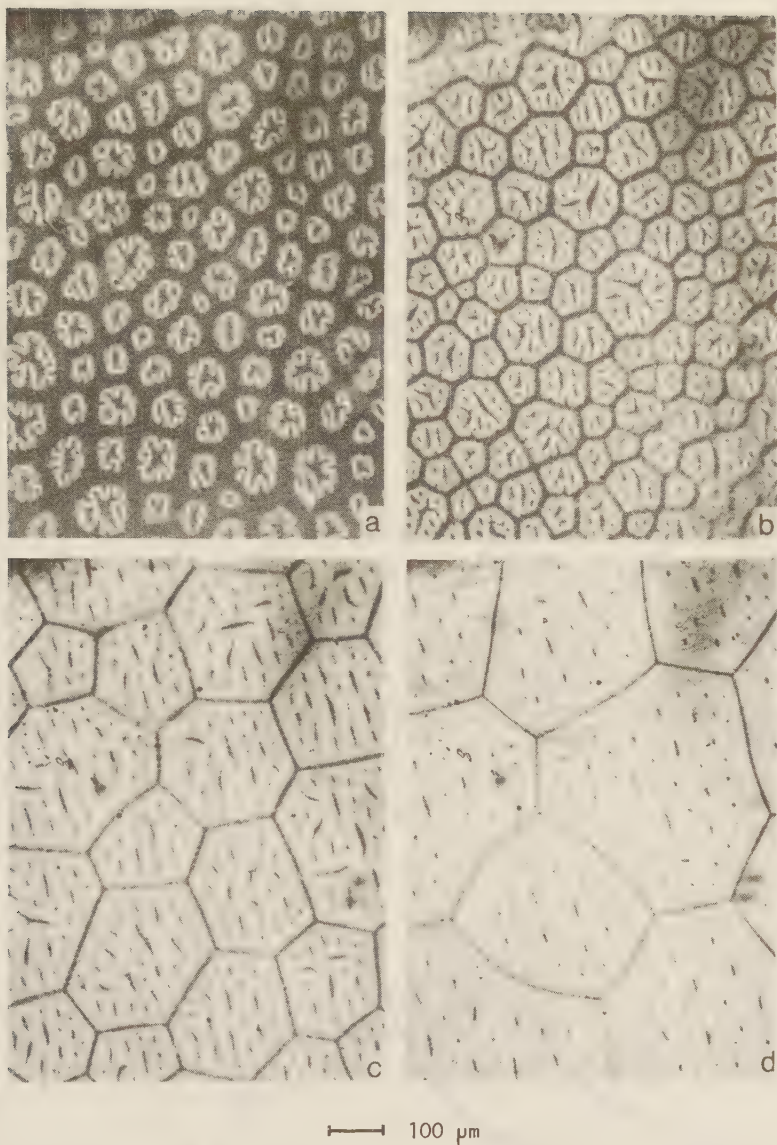


Fig. 38: (SI)_T-Übergang von Probe XIII (d = 4,83 mm)

a. h = 0,70

b. h = 0,77

c. h = 0,87

d. h = 0,93

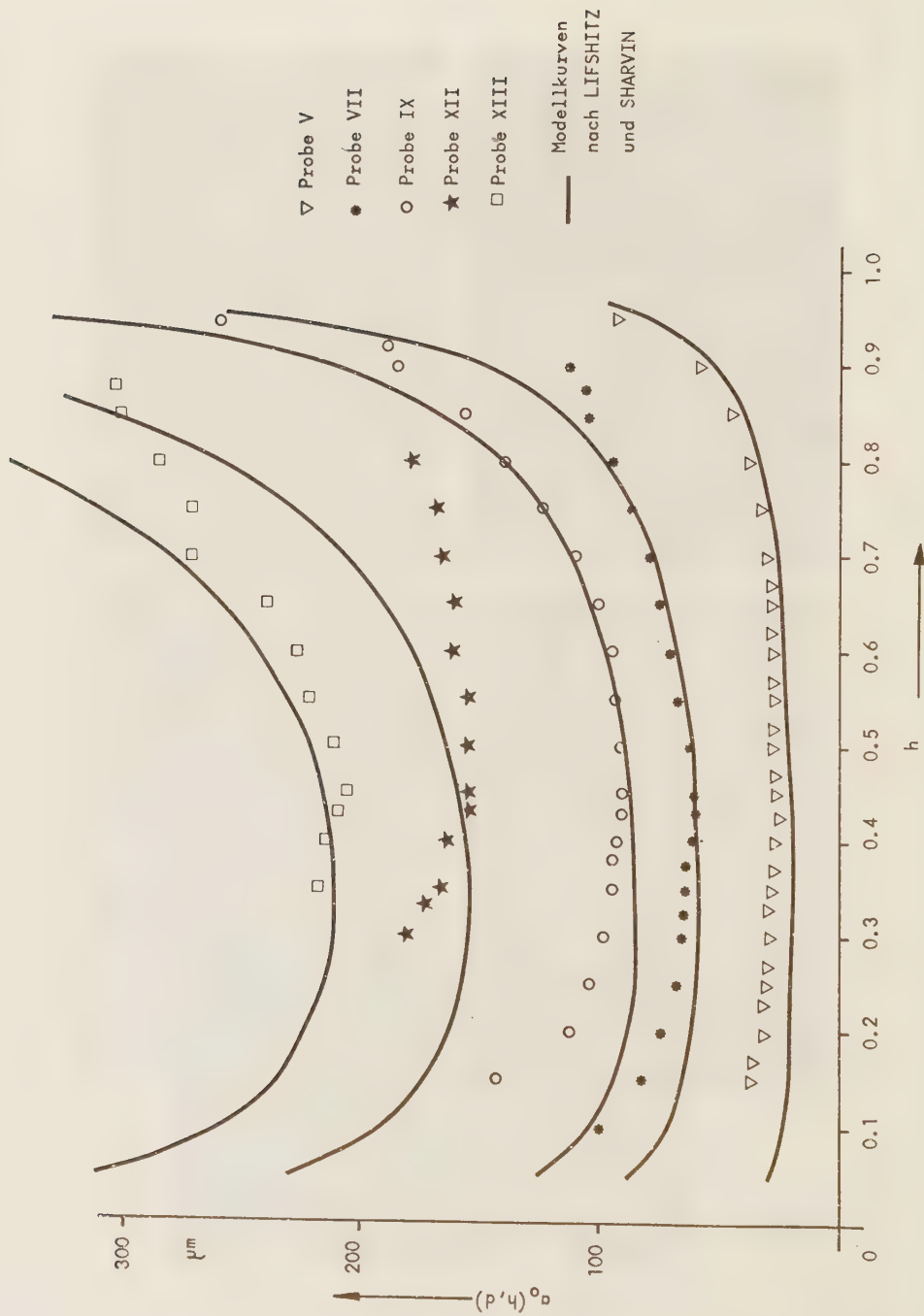


Fig. 39: Periode $a_0(h, d)$ der Lamellenstruktur beim $(NI)_T$ -Übergang

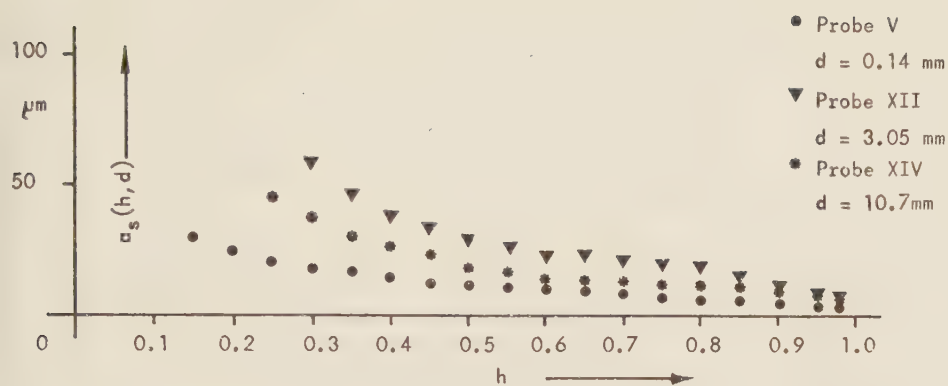


Fig. 40a: Breite der sl Bereiche $a_s(h, d)$ beim $(\text{NI})_T$ -Übergang

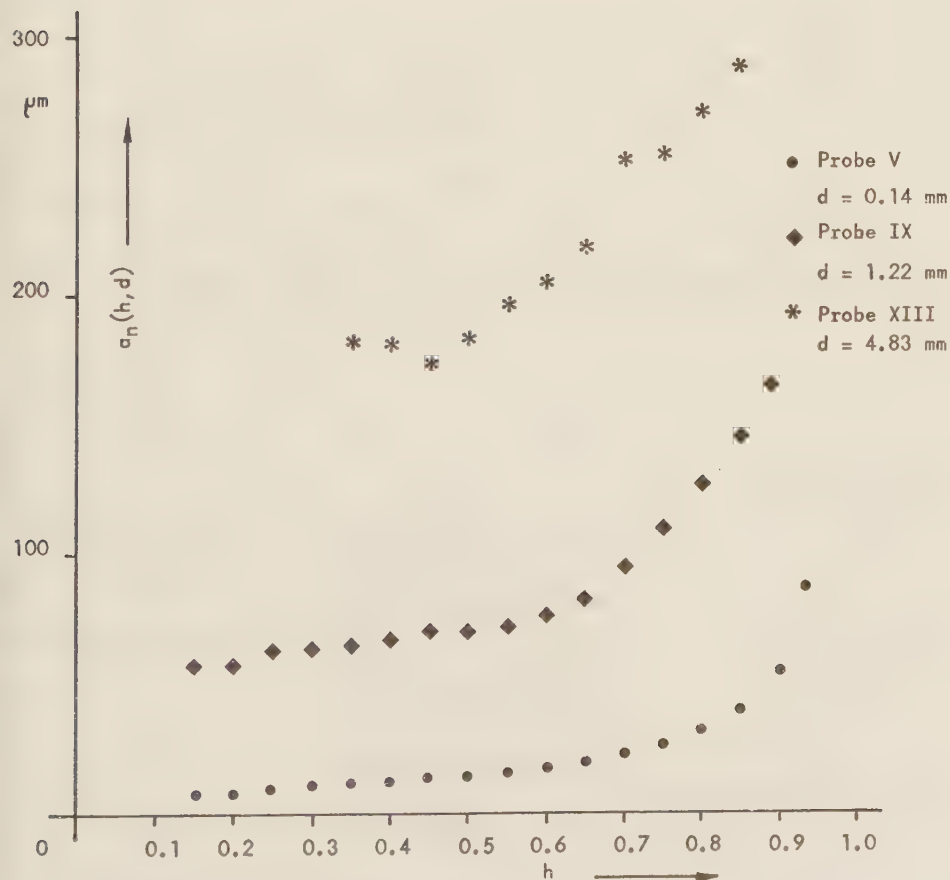


Fig. 40b: Breite der nl Bereiche $a_n(h, d)$ beim $(\text{NI})_T$ -Übergang

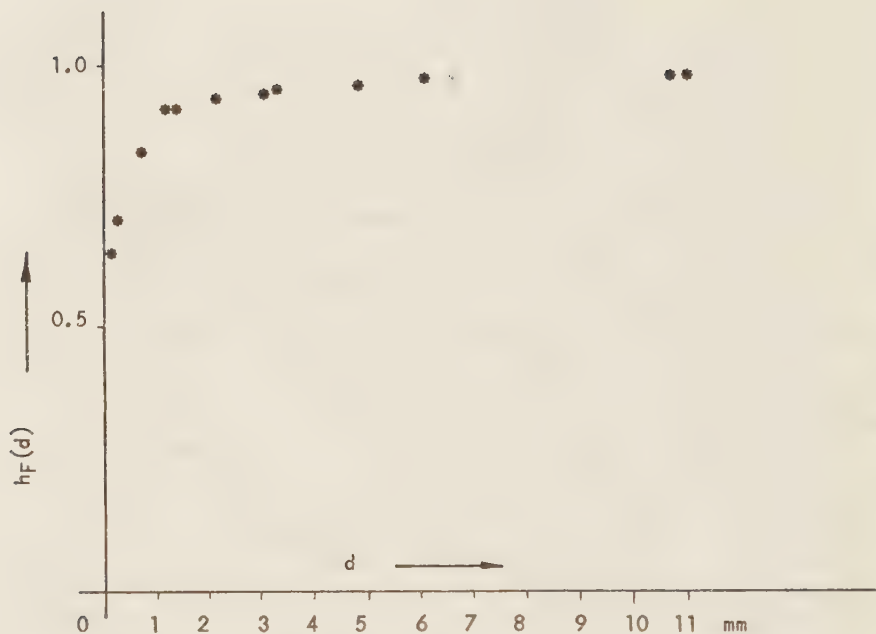


Fig. 41a: Äußeres Magnetfeld h_F , bei dem beim $(NI)_T$ -Übergang erstmals Feinstruktur auftritt, als Funktion der Probendicke d

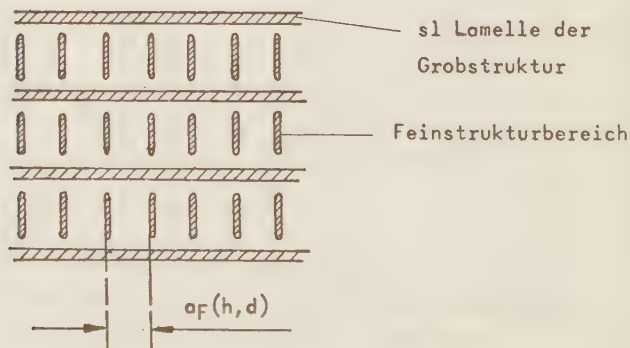


Fig. 41b: Schematische Darstellung der Feinstrukturperiode $a_F(h, d)$

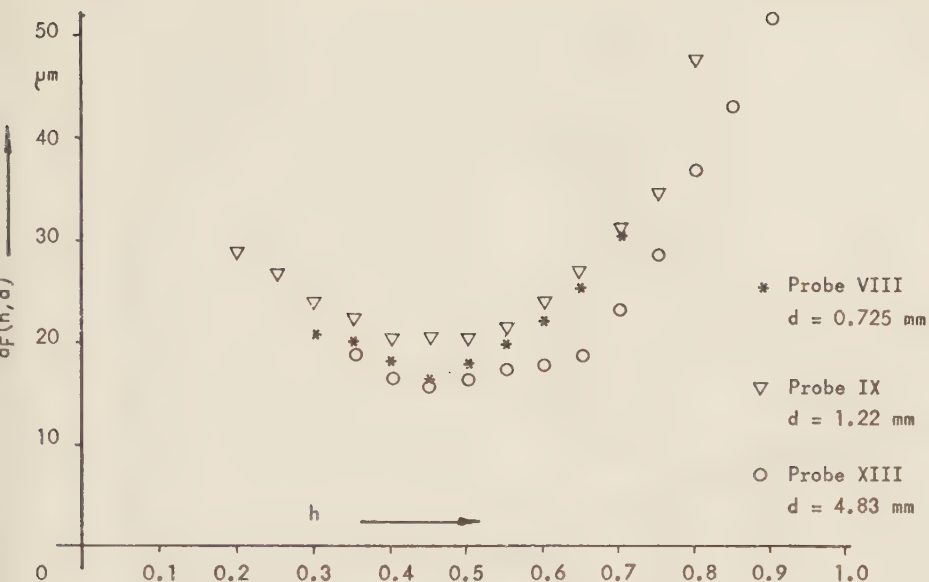


Fig. 42a: Feinstrukturperiode $a_F(h, d)$ für einige Proben

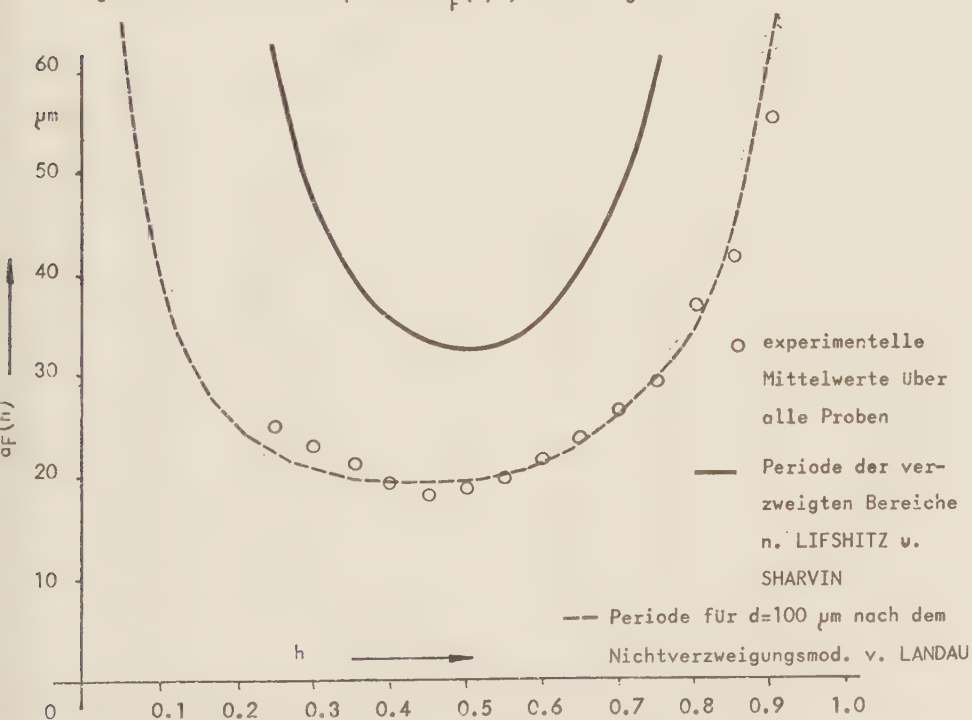


Fig. 42b: Über alle Proben gemittelte Periode $a_F(h)$ der Feinstruktur

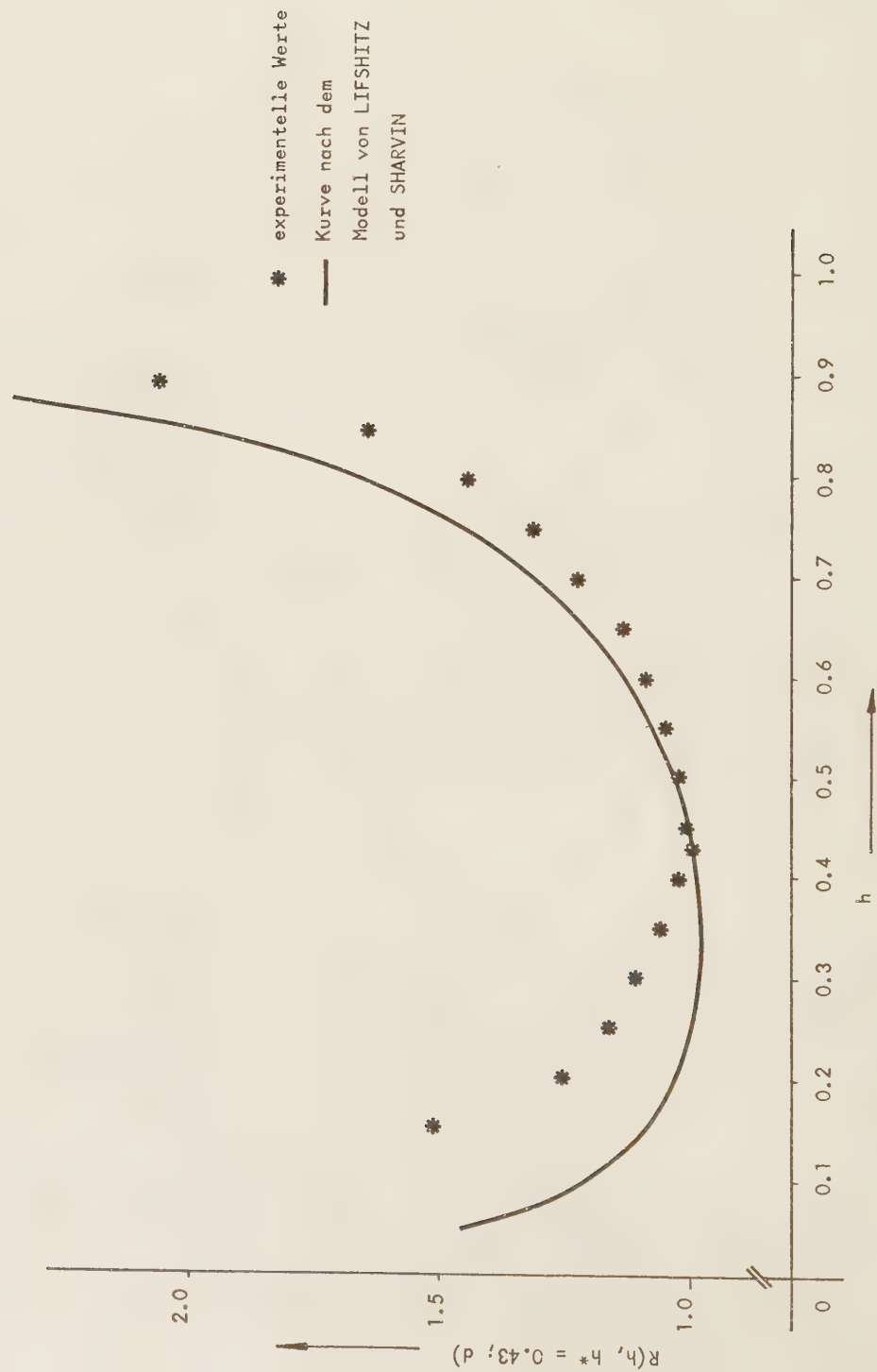


Fig. 43: $R(h, h^* = 0.43; d)$ gemittelt über d

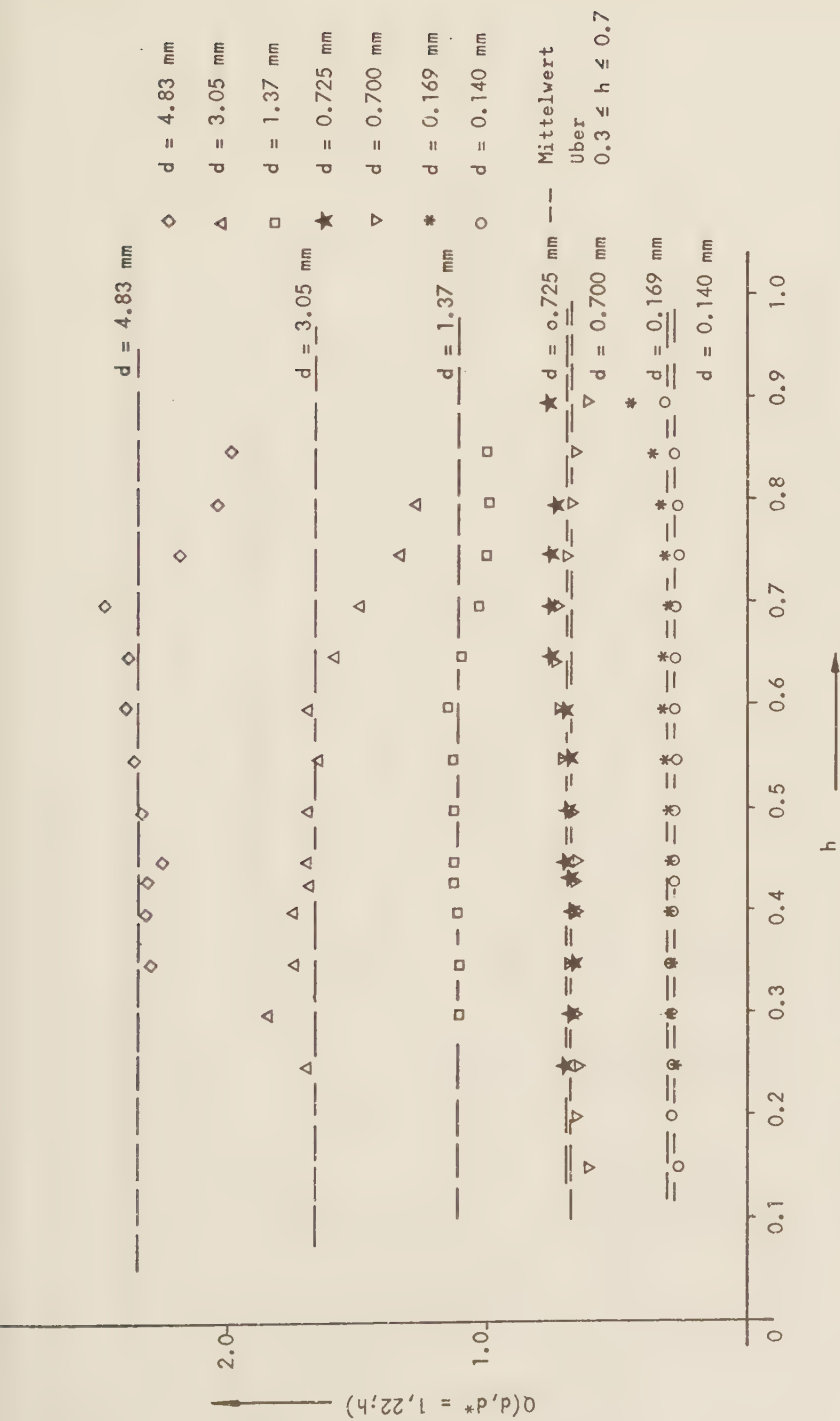


Fig. 44: $Q(d, d^*; h) = \frac{a(h, d)}{a(h, d^*)}$ $d^* = 1.22$ mm

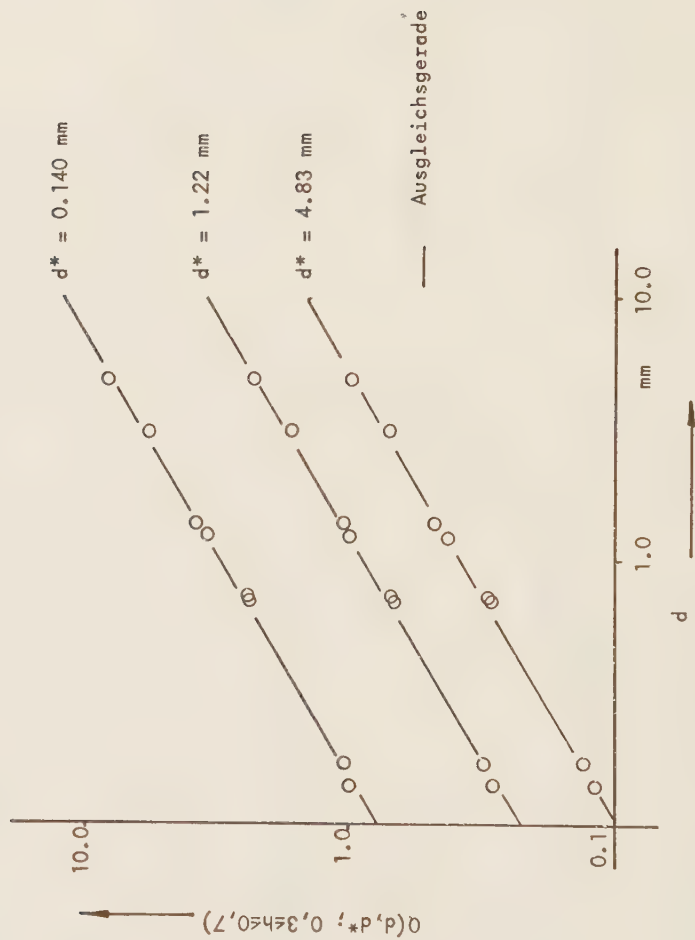


Fig. 45: Mittelwert von $Q(d, d^*; h)$ über das Intervall $0.3 \leq h \leq 0.7$ als Funktion von d

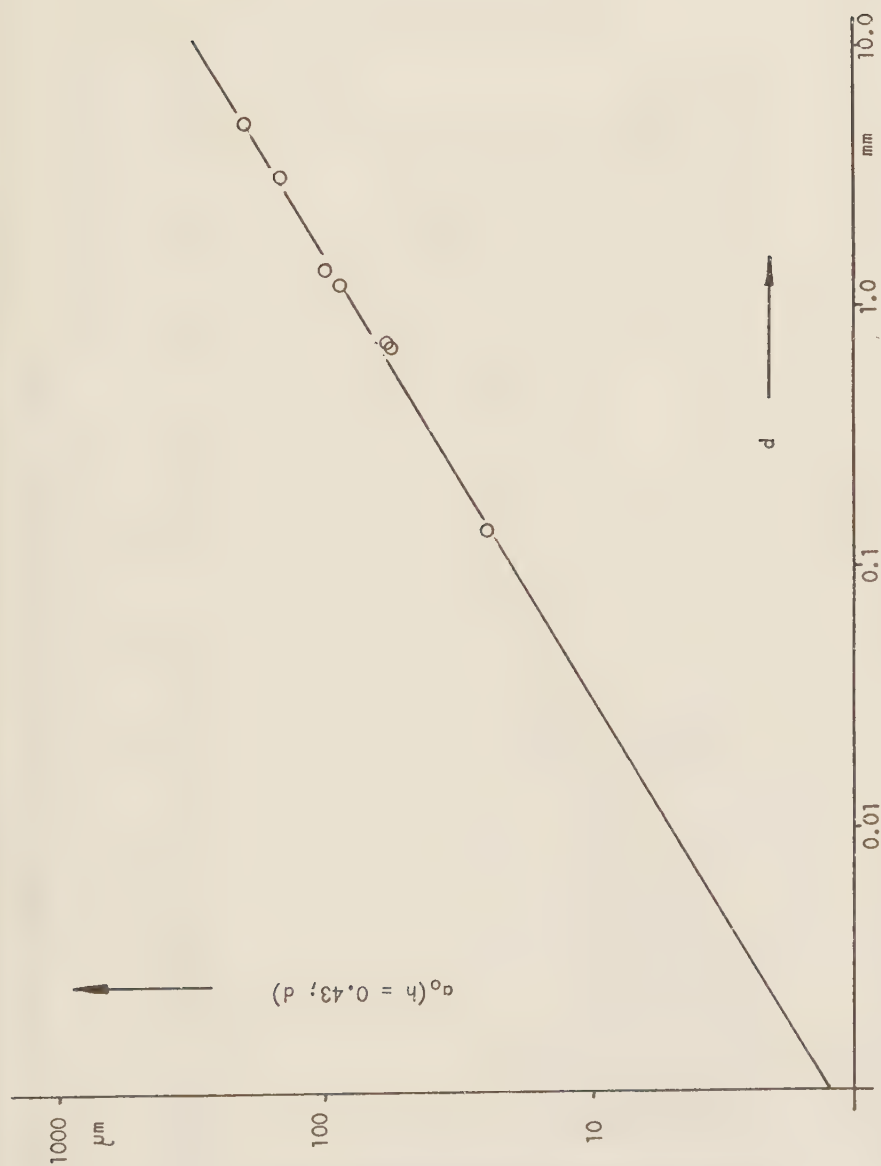


Fig. 46: $a_0(h, d)$ als Funktion von d für $h = 0.43$

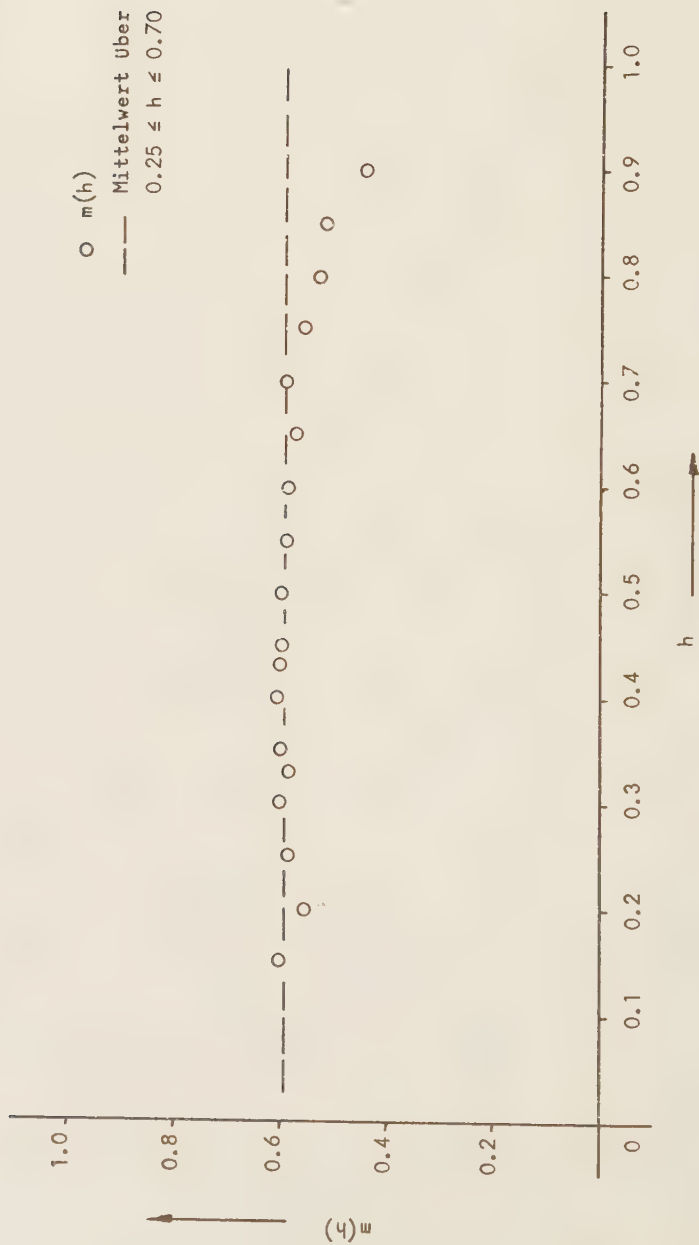


Fig. 47: Dickenabhängigkeit der Periode der Grobstruktur $a_0 = \text{const} \cdot d^m$

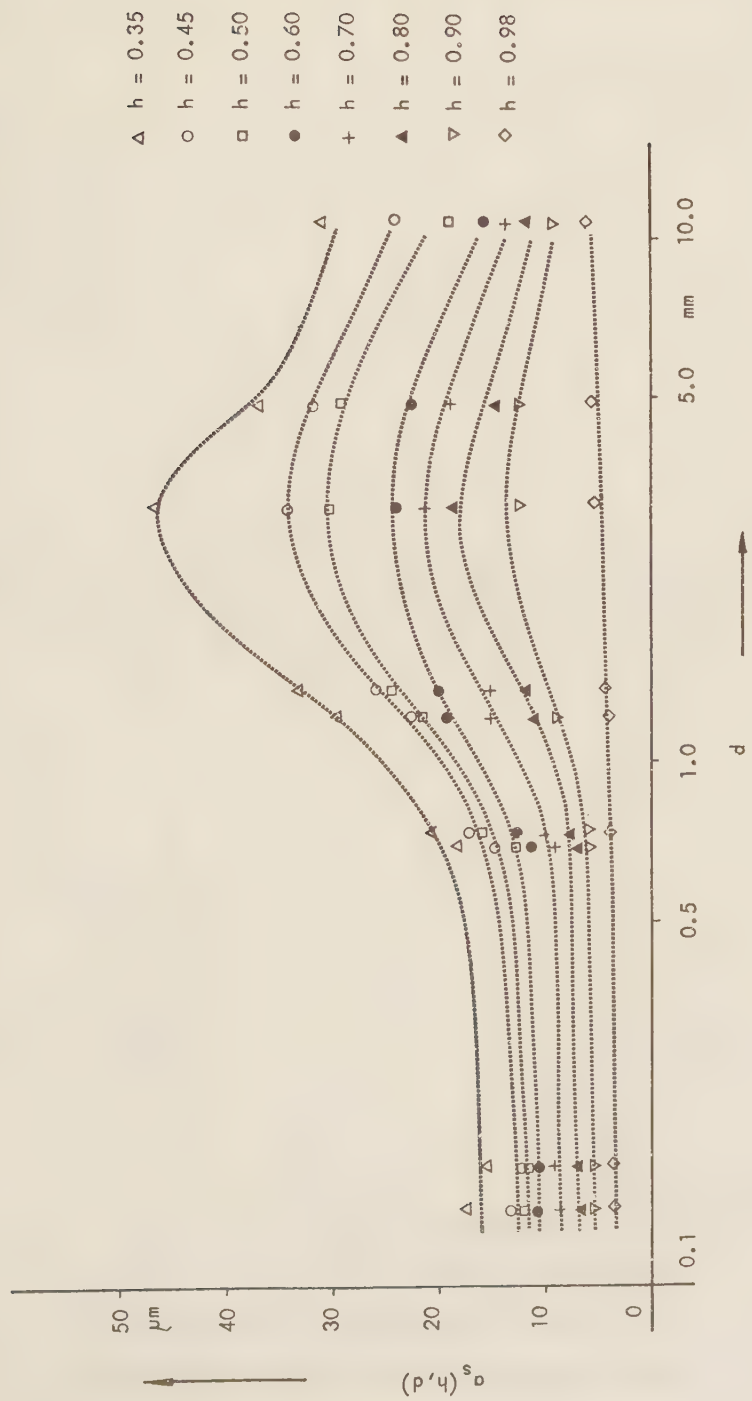


Fig. 48: Breite der sl Bereiche $a_s(h, d)$ als Funktion von d bei festem Parameter h

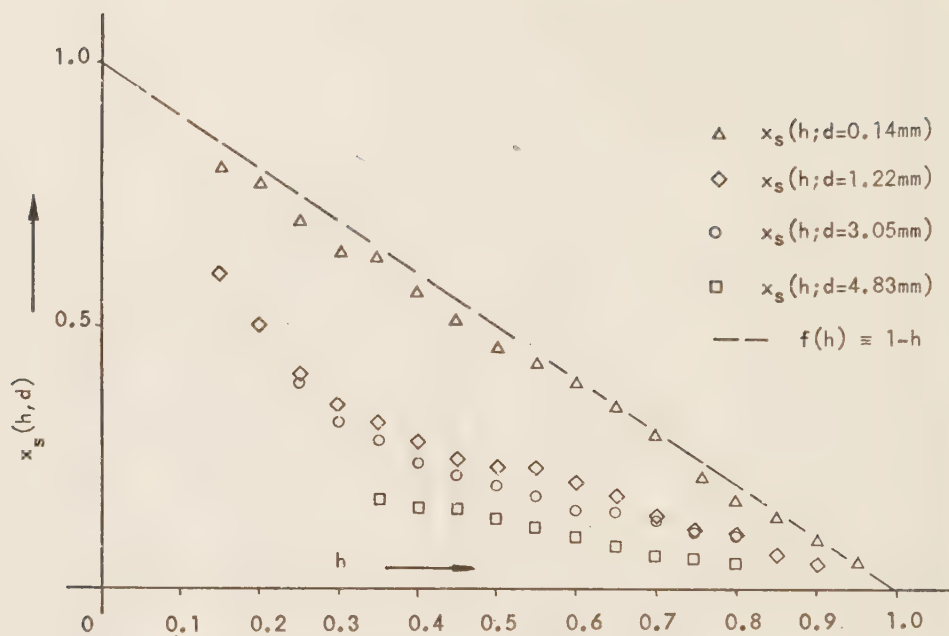


Fig. 49a: Relative Bereichsbreiten $x_s(h, d)$ der sl Bereiche

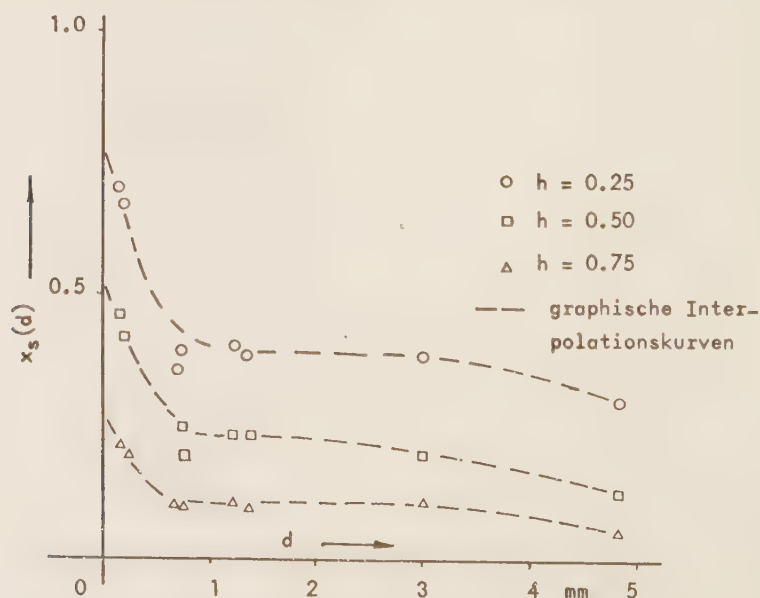


Fig. 49 b: Dickenabhängigkeit der relativen Breite $x_s = a_s/a_o$ der sl Bereiche

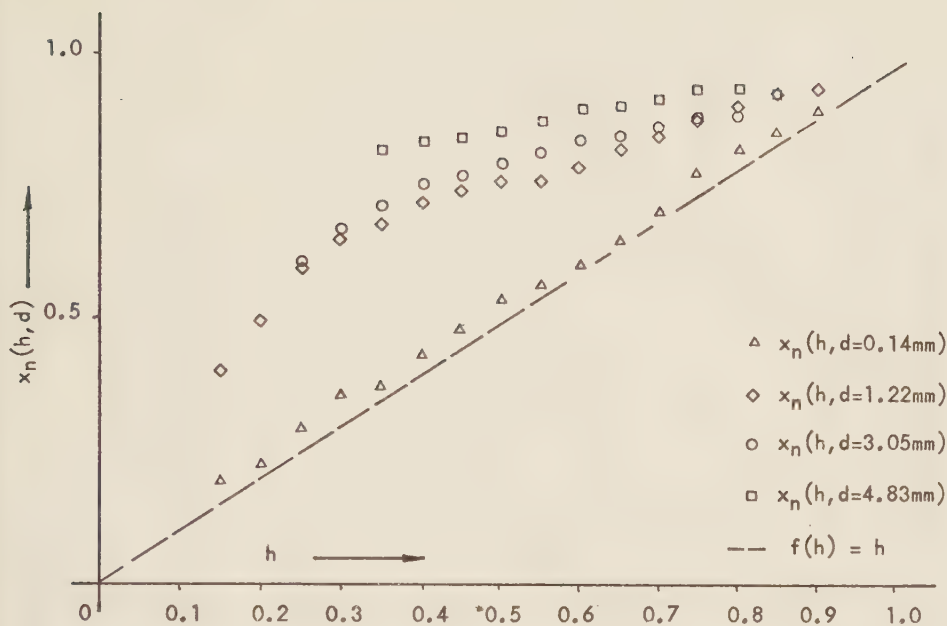


Fig. 50a: Relative Bereichsbreiten $x_n(h, d)$ der nl Bereiche

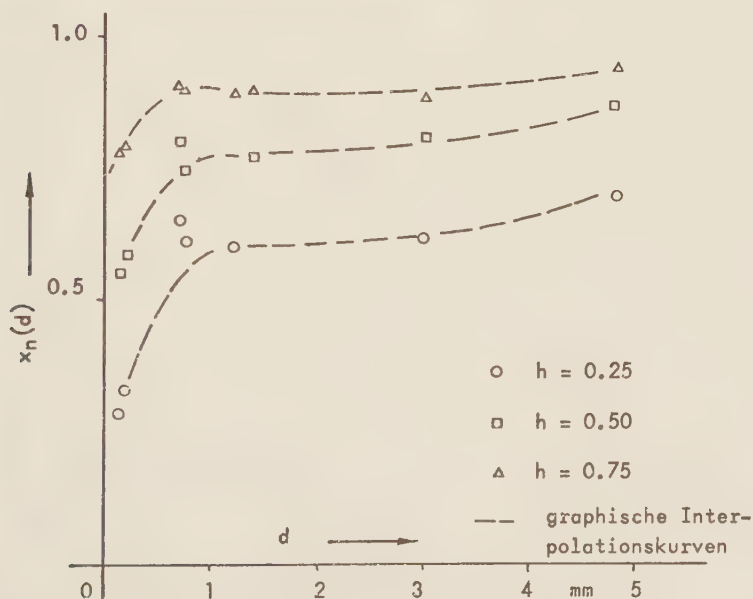


Fig. 50b: Dickenabhängigkeit der relativen Breite $x_n = a_n/a_0$ der nl Bereiche

Relative Verbreitung $c(h,d)$ der
nl Bereiche als Funktion von d

$$c(h,d) = x_n(h,d) - h$$

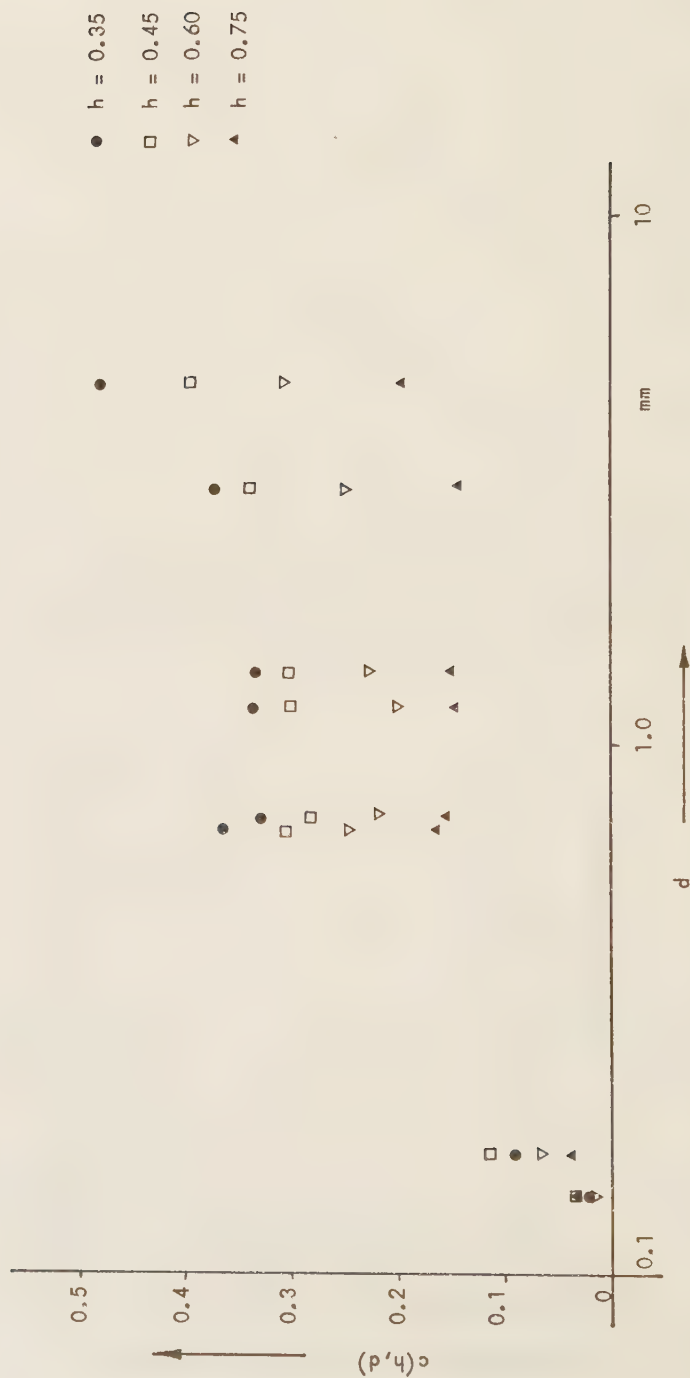


Fig. 51: Relative Verbreitung $c(h,d)$ der nl Bereiche als Funktion von d

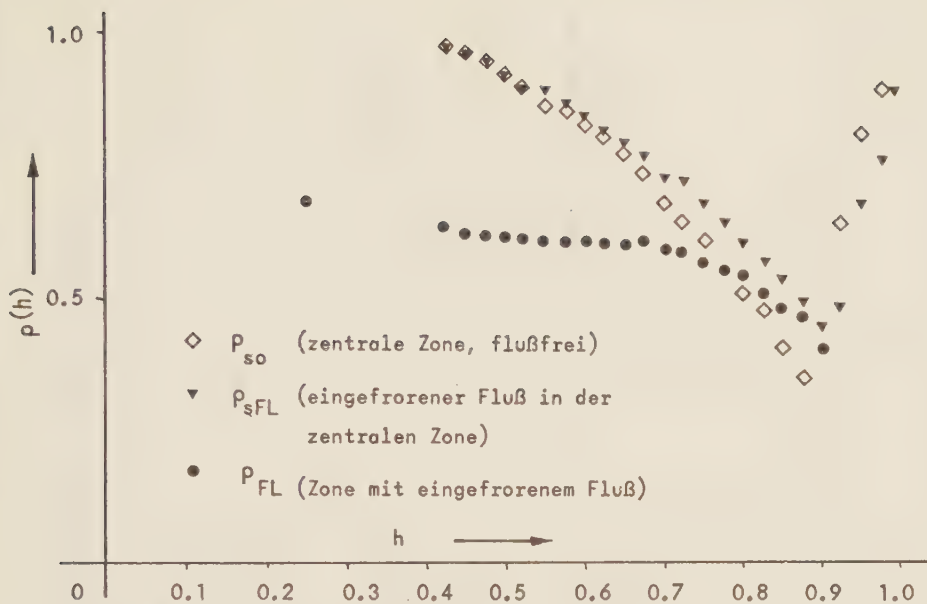


Fig. 52a: Eindringradius $p(h)$ bei Probe XIV

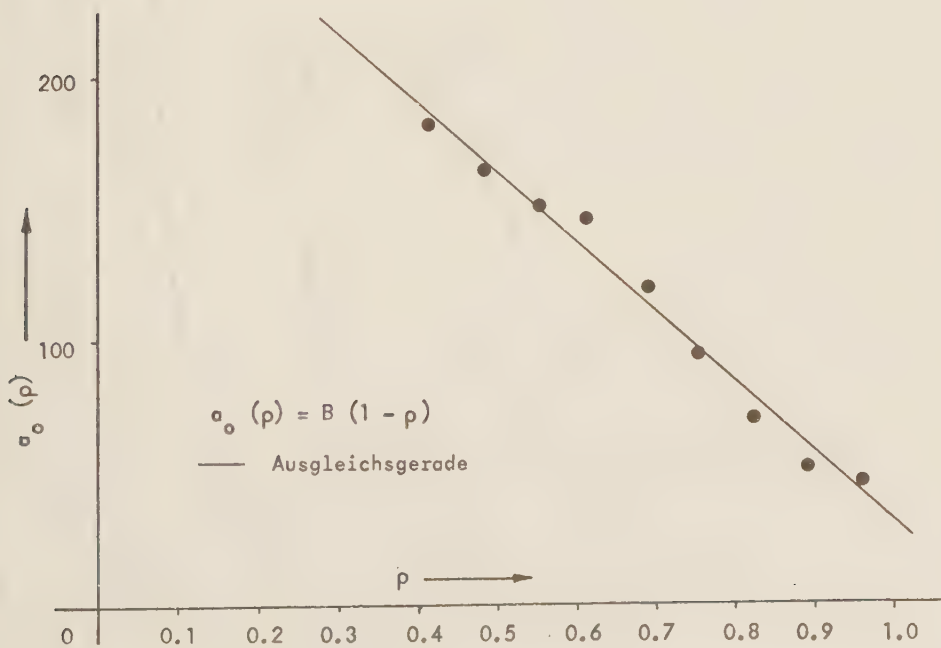


Fig. 52b: Periode $a_0(p)$ der Randstruktur

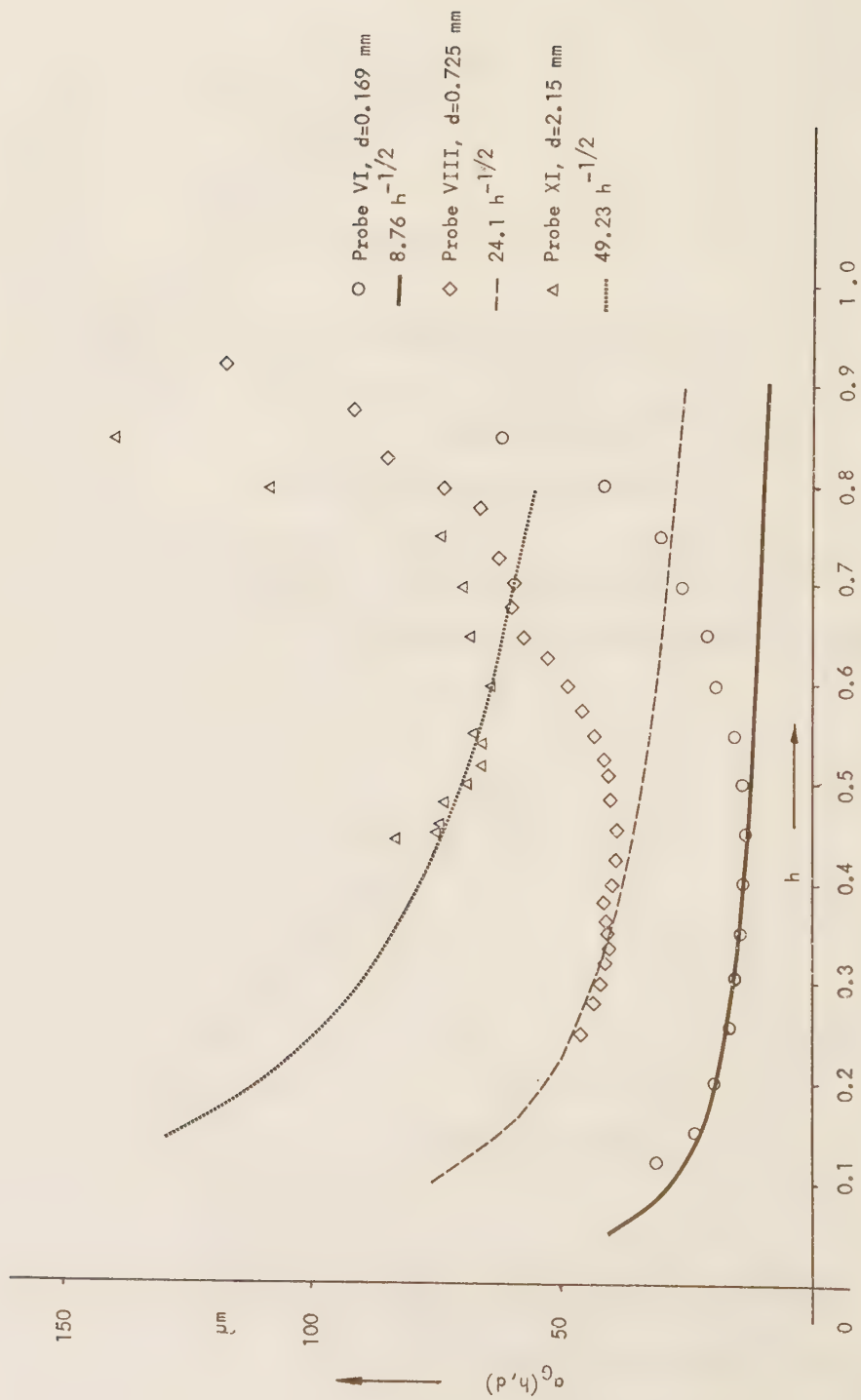


Fig. 53: Gitterkonstante $a_G(h,d)$ beim $(SI)_T$ -Übergang

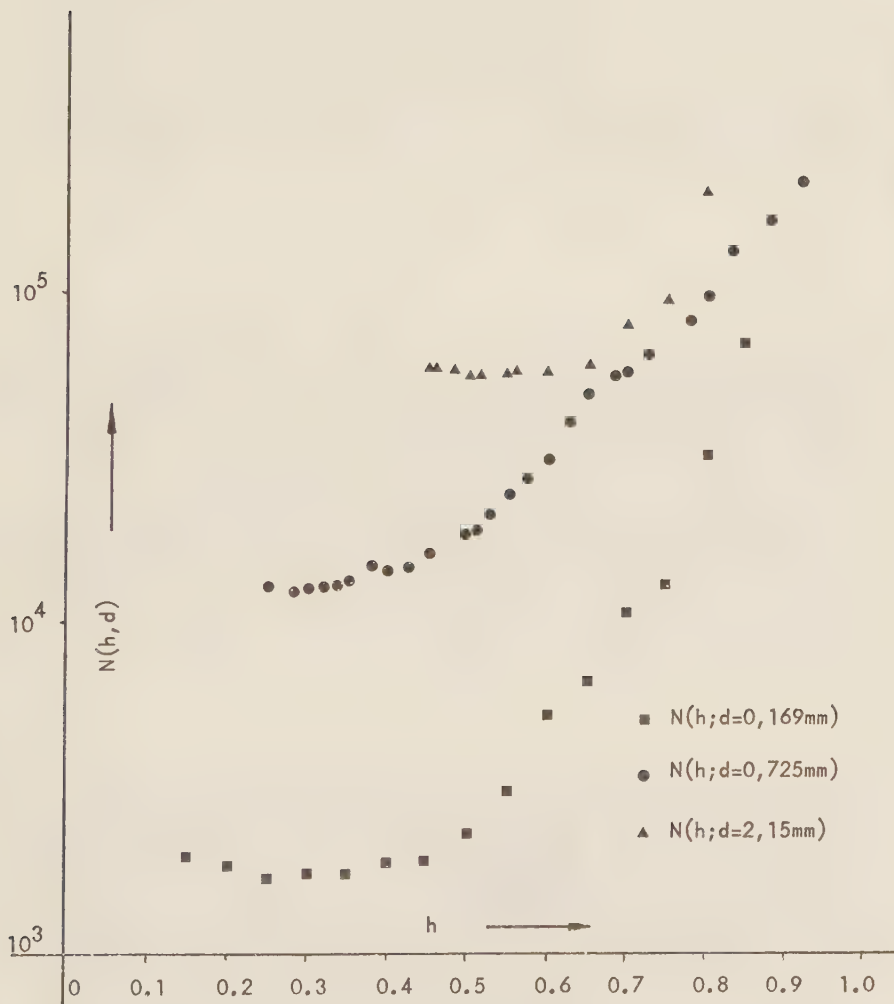


Fig. 54: Mittlere Flußquantenzahl pro Flußring $N(h, d)$

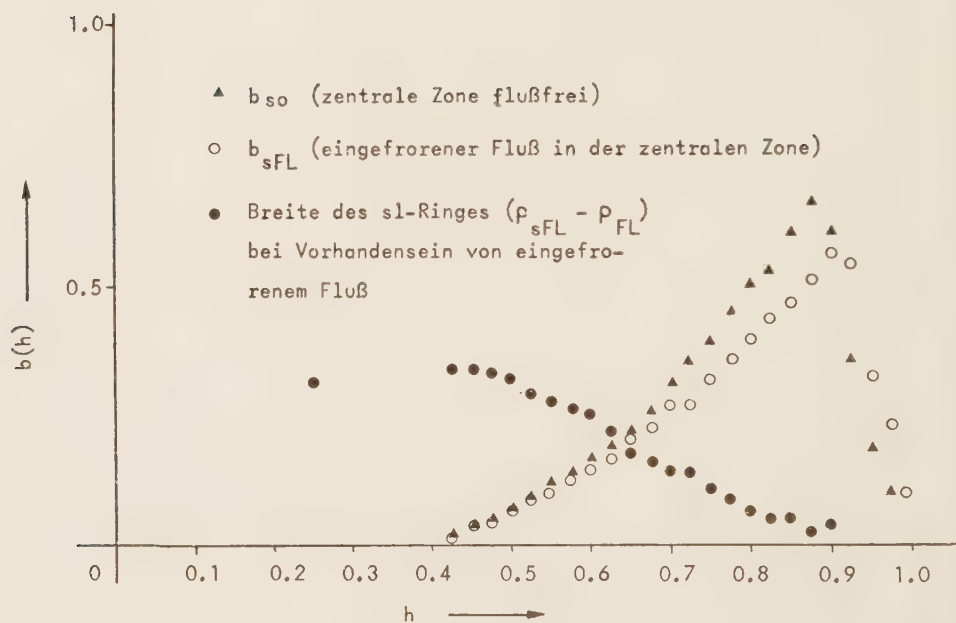


Fig. 55a: Breite von Randzone und sl Ring bei Probe XIV (normiert)

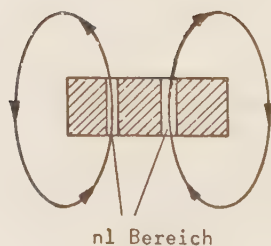


Fig. 55b: Feldlinienverlauf des eingefrorenen Flusses bei abgeschaltetem äußeren Feld

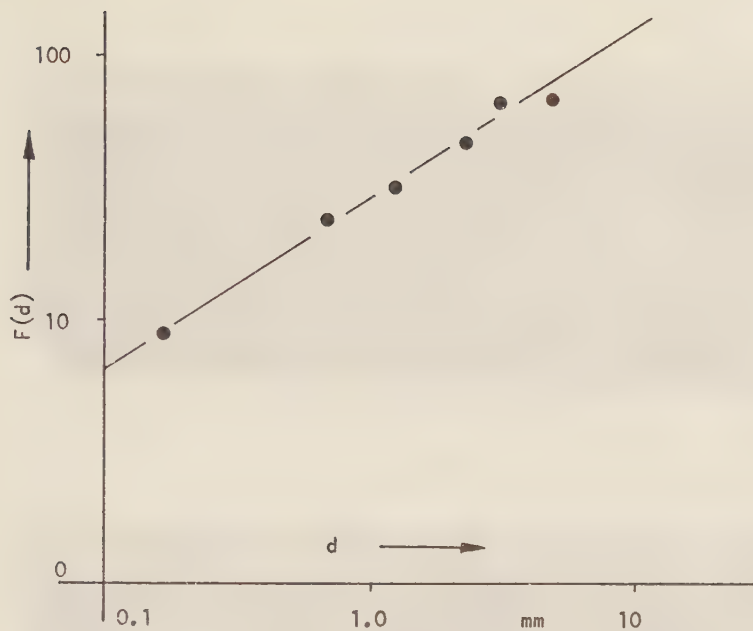


Fig. 56a: Dickenabhängigkeit von $q_G(h, d) = F(d) \cdot h^{-1/2}$

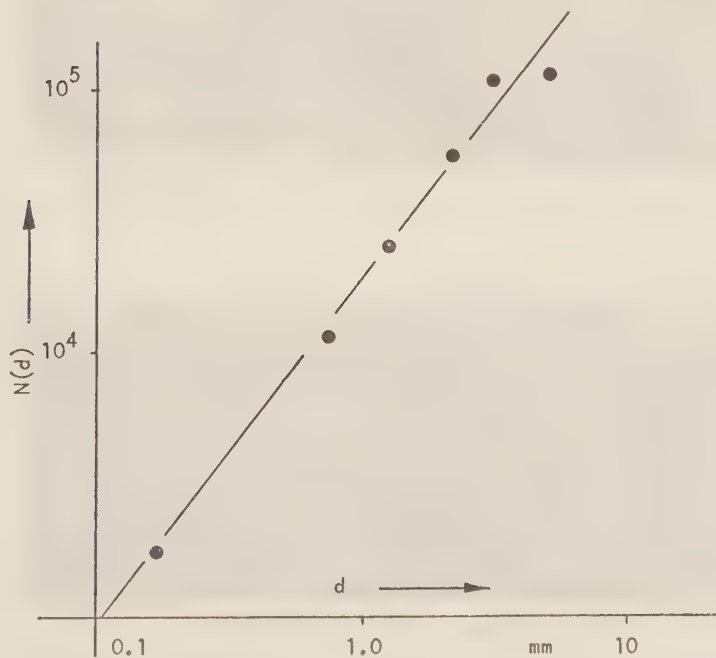
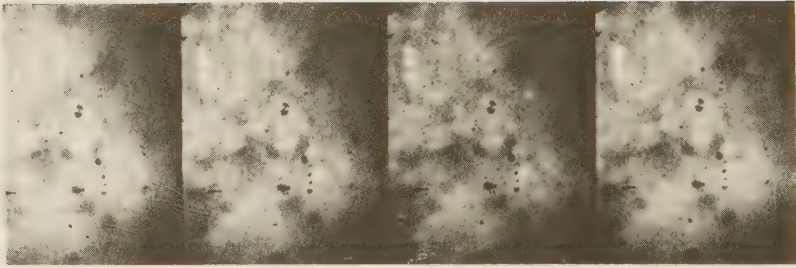


Fig. 56b: Dickenabhängigkeit der mittleren Flußquantenzahl $N(d)$

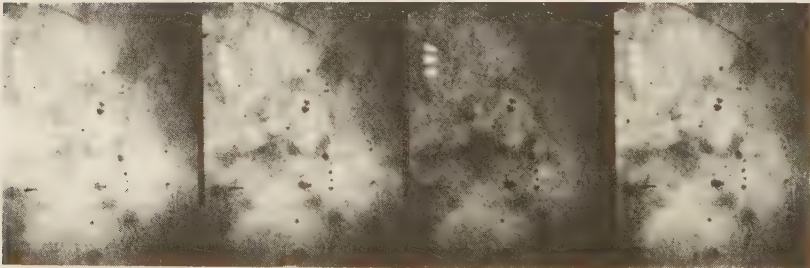


1: $t = 0$

2: $t = 0.06$

3: $t = 0.11$

100 μm

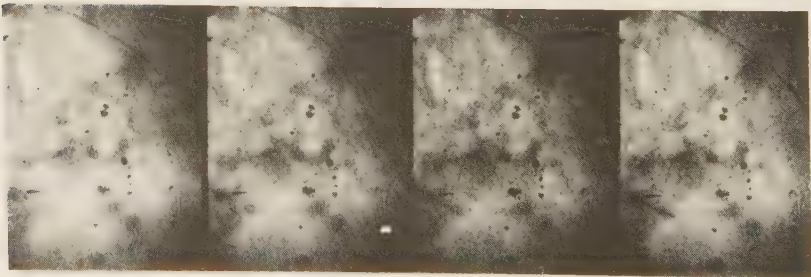


4: $t = 0.17$

5: $t = 0.22$

6: $t = 0.28$

7: $t = 0.33$



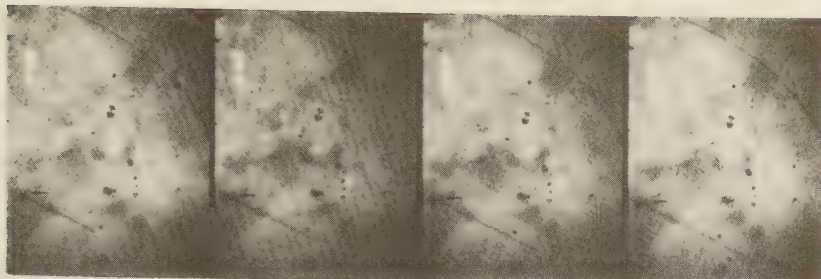
8: $t = 0.39$

9: $t = 0.44$

10: $t = 0.50$

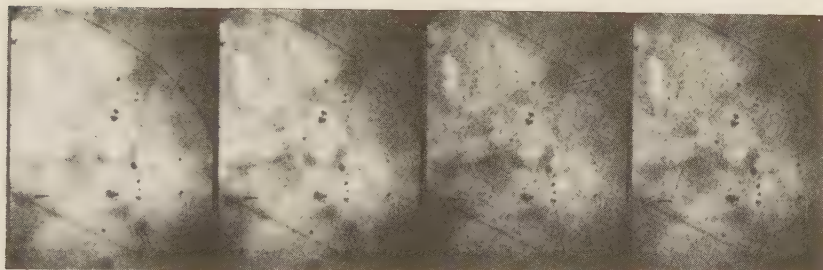
11: $t = 0.56$

Fig. 57: Kondensation von Lamelle 1 und 2 (t in s)

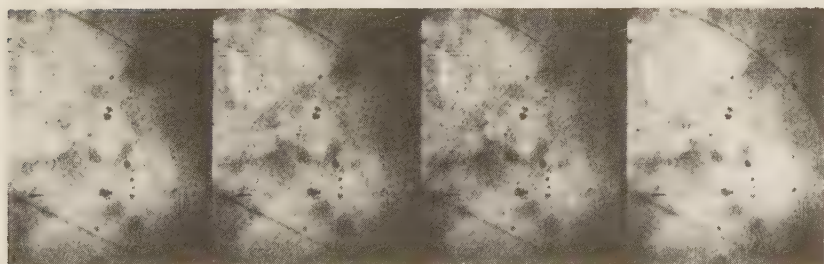


12: $t = 0.61$ 13: $t = 0.67$ 14: $t = 0.72$ 15: $t = 0.78$

— 100 μm



16: $t = 0.83$ 17: $t = 0.89$ 18: $t = 0.94$ 19: $t = 1.00$



20: $t = 1.06$ 21: $t = 1.11$ 22: $t = 1.17$ 23: $t = 1.22$

Fig. 57: Kondensation von Lamelle 1 und 2 (Fortsetzung)



Fig. 58a: Entstehung einer Lamelle vom Kondensationstyp 2

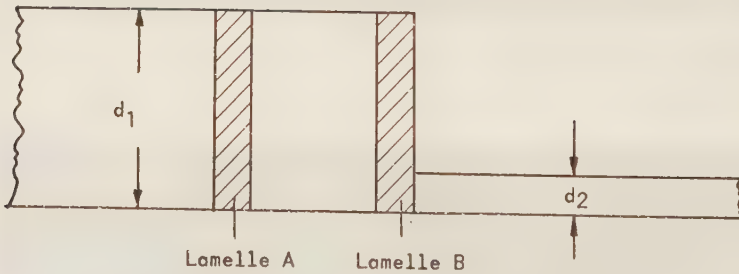


Fig. 58b: Zur Kondensation an einer Kante

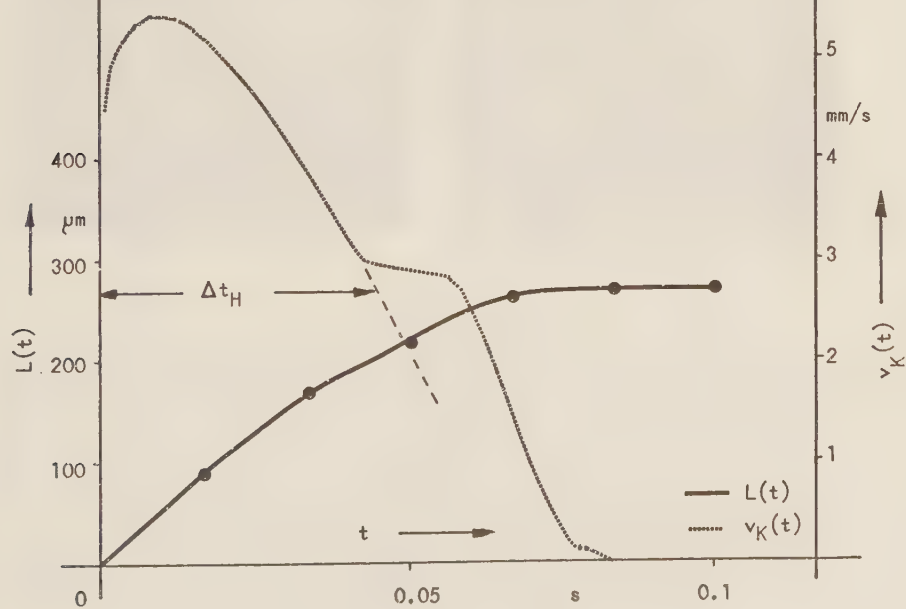
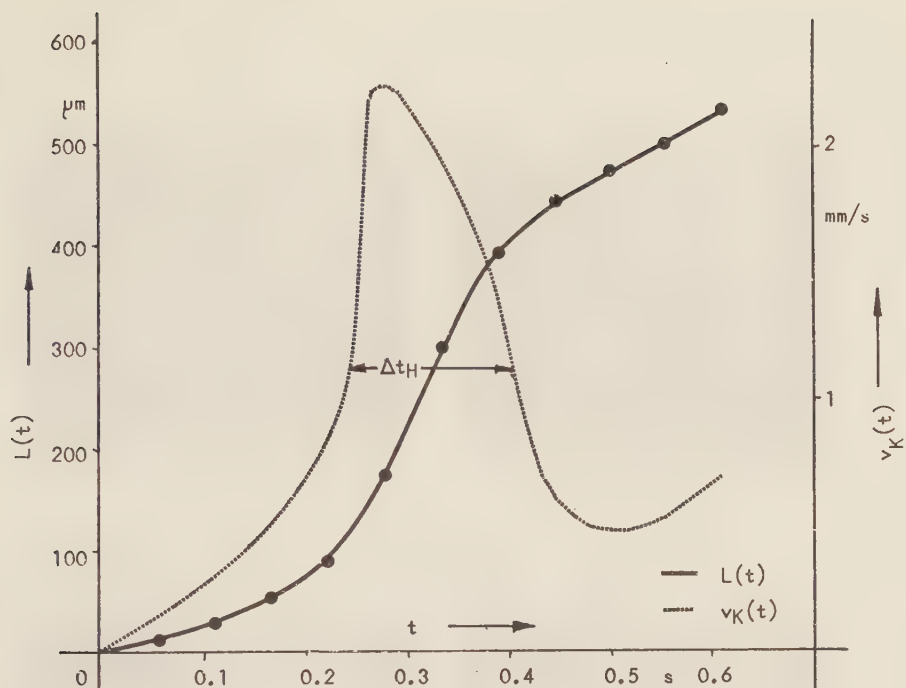


Fig. 59a: Ausbreitung von Lamelle 1 (Kondensationstyp 1)

59b: Ausbreitung von Lamelle 5 (Kondensationstyp 2)

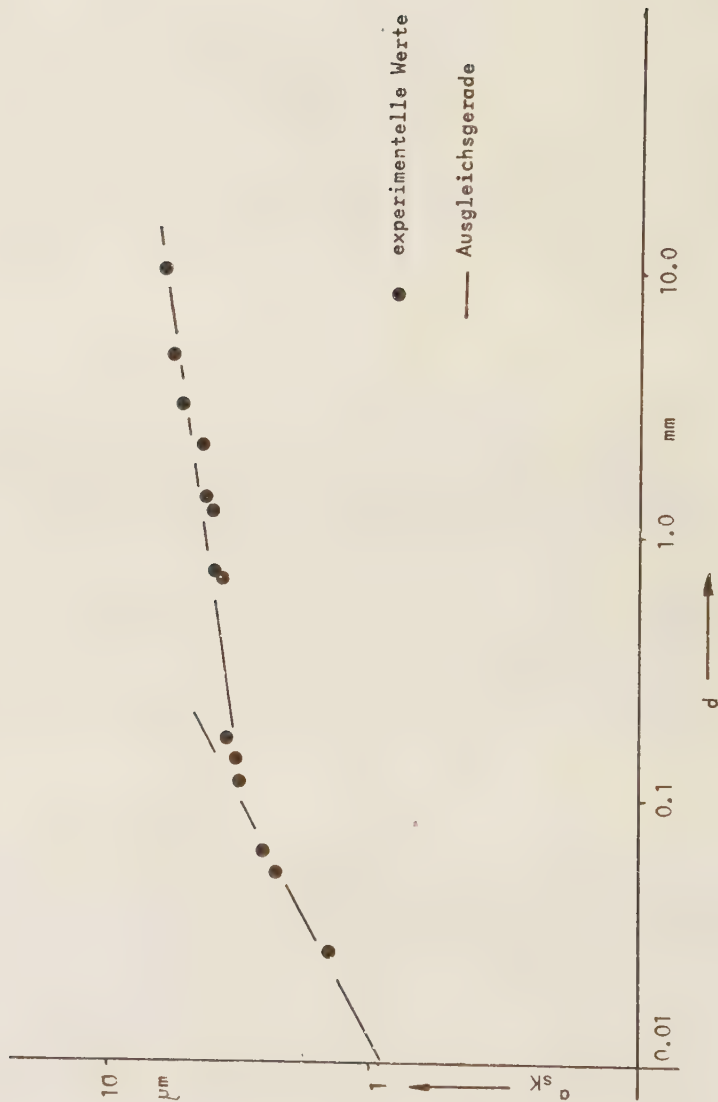
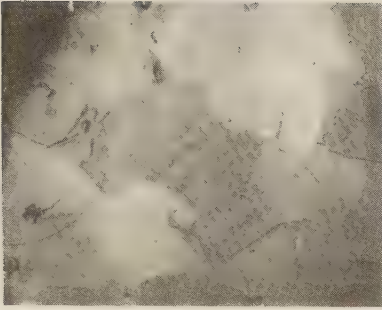
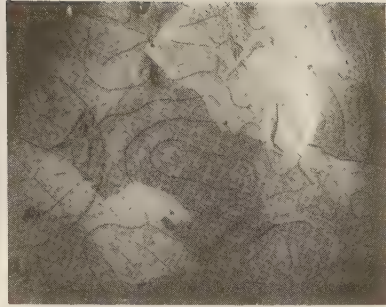


Fig. 60: Kondensationsbreite a_{sK}

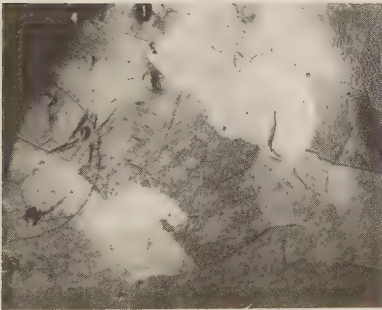


a. $h = 0.98$ (NI)_T-Übergang

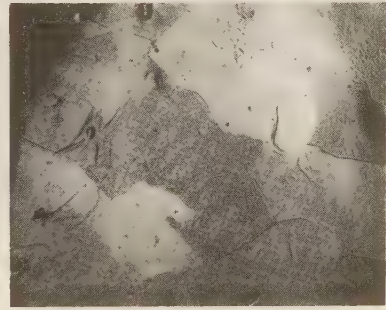


b. $h = 0.90$ (NI)_T-Übergang

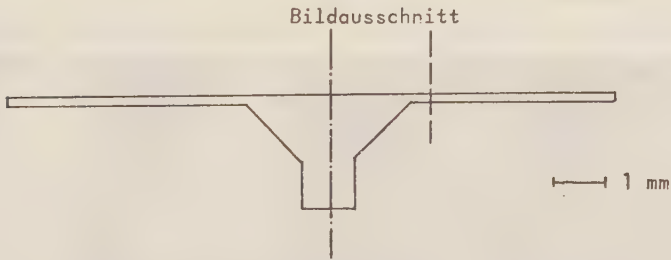
100 μm



c. $h = 0.99$ (SI)_T-Übergang

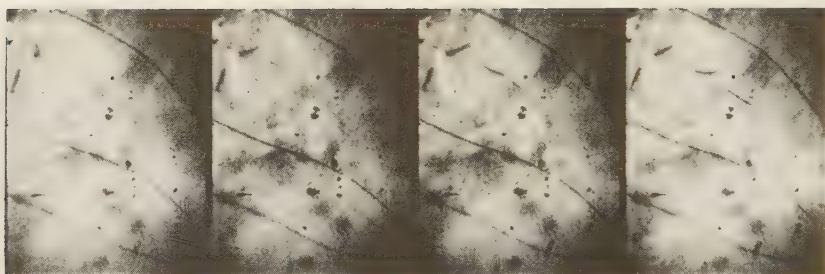


d. $h = 0.995$ (SI)_T-Übergang



e. Geometrie der Probe

Fig. 61: Kondensation an Kanten



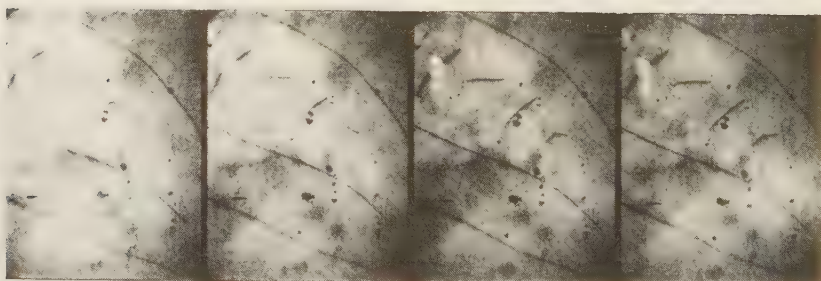
1: $t = 0.00$

2: $t = 0.06$

3: $t = 0.11$

4: $t = 0.17$

— 100 μm

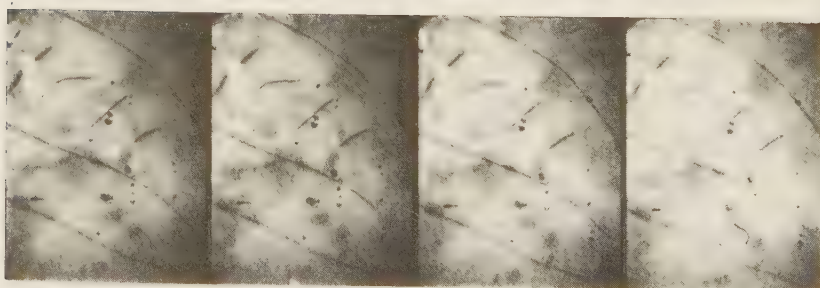


5: $t = 0.22$

6: $t = 0.28$

7: $t = 0.33$

8: $t = 0.39$



9: $t = 0.44$

10: $t = 0.50$

11: $t = 0.56$

12: $t = 0.61$

Fig. 62: Kondensation der Feinstruktur (t in s)

Herrn Dr. H. Pfisterer danke ich dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit im Forschungslaboratorium der Firma Siemens AG ermöglicht hat.

Frau Dr. I. Dietrich und Herr Dr. H. Kirchner haben durch wertvolle Diskussionen und Anregungen wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Professor Dr. F.X. Eder bin ich zu Dank verpflichtet für die Betreuung dieser Arbeit und das Interesse, das er ihr entgegengebracht hat.

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. J. Brandmüller, der sich freundlicherweise bereit erklärte, das Korreferat dieser Arbeit zu übernehmen.

Für seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente sei Herrn E. Sommermeyer gedankt.

Fräulein G. Glötzer hat die Reinschrift dieser Arbeit angefertigt, Fräulein E. Lautenbacher und Herr K. Nachtrieb haben die Abbildungen für die Reinschrift hergestellt, wofür ihnen mein herzlicher Dank gilt.

LEBENS LAUF

Am 10. Januar 1942 wurde ich als Sohn der Eheleute Rupert und Maria Kiendl in München geboren.

Von 1948 bis 1955 besuchte ich in München die Grundschule, anschließend in Dillingen/Donau und München das humanistische Gymnasium und legte 1963 die Reifeprüfung ab.

Vom Wintersemester 1963/64 an studierte ich an der Universität München Physik mit Nebenfach Mathematik und legte im Wintersemester 1969/70 die Diplom-Prüfung ab. Das Thema meiner Diplomarbeit lautete: "Aufbau eines Praktikumsversuches zur Demonstration der Paritätsverletzung beim β^- -Zerfall mittels Mottstreuung."

Seit dem 1. April 1970 bin ich im Forschungslaboratorium der Firma Siemens AG in München beschäftigt.

